



Etude théorique et expérimentale de diodes lasers, pour horloges Rubidium et Césium, refroidissement d'atomes et capteurs inertiels

Charles Cayron

► To cite this version:

Charles Cayron. Etude théorique et expérimentale de diodes lasers, pour horloges Rubidium et Césium, refroidissement d'atomes et capteurs inertiels. Physique Quantique [quant-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT : . tel-00984686

HAL Id: tel-00984686

<https://theses.hal.science/tel-00984686>

Submitted on 28 Apr 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Laboratoire National de Métrologie et d'Essai Systèmes de Référence Temps-Espace

Groupe Source Laser Infrarouge pour Applications Optroniques III-VLab

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Optronique

Ecole Doctorale de Physique - ED389

P2MC La Physique de la Particule à la Matière Condensée

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'université Pierre et Marie Curie

Présentée par

Charles CAYRON

1er décembre 2011

SUJET :

Etude théorique et expérimentale de diodes lasers, pour horloges Rubidium et Césium, refroidissement d'atomes et capteurs inertiels

M Jean-Michel COURTY

Mme Isabelle SAGNES

M Pascal BESNARD

M Gaetano MILETI

M Noel DIMARCQ

M Michel KRAKOWSKI

M Benoit FAURE

Examineur

Examinatrice

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de Thèse

Encadrant entreprise

Membre invité

*« Un homme qui n'est plus capable
de s'émerveiller à pratiquement
cessé de vivre. »*

Albert Einstein

Table des matières

Table des matières	5
Remerciements	11
Introduction.....	15
Chapitre I : Interaction lumière-atome	19
I.1 Introduction au pompage optique d'atomes	19
I.1.1 Principe du pompage optique d'atomes	19
I.1.1.a Transition pompante [13].....	20
I.1.1.b Transition cyclante [14].....	21
I.1.2 Refroidissement d'atomes [15]	22
I.2 Les horloges atomiques : de l'horloge à jet thermique au Cs (852 nm) à la fontaine atomique	23
I.2.1 Historique de la mesure du temps	23
I.2.2 Principe de fonctionnement d'une horloge atomique.....	24
I.2.3 Première étape : la préparation	25
I.2.4 Seconde étape : l'interrogation.....	26
I.2.5 Dernière étape : la détection	27
I.2.6 La fontaine atomique	28
I.2.7 Cahier des charges d'une horloge atomique.....	30
I.3 L'interférométrie atomique : exemple d'un interféromètre à atomes de Rb (780 nm)	30
I.3.1 La transition Raman stimulée.....	31
I.3.2 Principe de l'interférométrie atomique	33
I.4 Cahier des charges et solutions technologiques	34
I.4.1 Raie D ₁ , raie D ₂ , intérêt de chaque transition	34
I.4.2 Rb/Cs : quel atome utiliser ?	34
I.4.3 Sources optiques	35
I.4.3.a Laser à 1,56 µm doublé en fréquence	36
I.4.3.b Diodes lasers à 780 nm et 852 nm	36
I.5 Conclusion du premier chapitre	38
Références.....	39
Chapitre II : Lasers à semiconducteurs.....	41
II.1 Rappels théoriques sur les diodes lasers.....	41

II.1.1	Principe général du laser	41
II.1.1.a	Inversion de population	41
II.1.1.b	Condition d'oscillation.....	43
II.1.1.c	Accord de phase	45
II.1.2	Principe d'une diode laser à semiconducteurs	46
II.1.2.a	Jonction P-N ou homojonction	46
II.1.2.b	Structure à puits quantiques ou hétérojonction.....	47
II.1.2.b.iii	Calcul de la densité d'états.....	49
II.1.3	Mécanisme de recombinaison électrons-trous.....	53
II.1.3.a	Recombinaisons radiatives.....	53
II.1.3.b	Les processus de recombinaison non-radiatif.....	54
II.1.4	Evolution de la densité de porteurs dans les diodes lasers.....	55
II.1.5	Relation puissance optique – courant d'injection.....	57
II.2	Matériaux et guide d'onde	57
II.2.1	Choix des matériaux	58
II.2.1	Les matériaux sans aluminium	59
II.2.2	Guide d'onde	61
II.2.2.a	Guidage par l'indice.....	61
II.2.2.b	Guidage par le gain.....	63
II.2.3	Couches de confinement.....	64
II.2.4	Indices optiques des matériaux.....	64
II.3	Simulation d'une structure émettant à 780 nm.....	64
II.3.1	Caractéristiques électro-optiques	65
II.3.1.a	Longueur d'onde : le puits quantique	65
II.3.1.b	Gain de la structure	66
II.3.1.c	Optimisation des pertes internes de la structure	67
II.3.1.d	Puissance optique en fonction du courant et températures caractéristiques.....	68
II.3.2	Caractérisation optique de l'axe rapide	68
II.3.2.a	Confinement vertical	69
II.3.2.b	Confinement de l'axe lent (axe parallèle)	71
II.3.2.c	Influence de la densité de porteurs	74
II.3.3	Filtrage de la longueur d'onde d'émission : le réseau de Bragg	75
II.3.3.a	Principe de fonctionnement d'un laser DFB.....	76
II.3.3.b	Théorie des modes couplés [24].	77

II.3.3.c	Simulation d'un réseau du second ordre	78
II.3.3.d	Etude du rendement d'obtention des lasers DFB [25].....	79
II.4	Conclusion du second chapitre	80
Références.....		81
Chapitre III : Caractérisations des diodes lasers émettant à 780 nm.....		83
III.1	Métrologie mise en œuvre dans cette étude.....	83
III.1.1	Support de montage des lasers.....	83
III.1.2	Caractéristique puissance-courant.....	84
III.1.3	Structures lasers étudiées	85
III.2	Laser à ruban large	86
III.2.1	Réalisation des diodes	86
III.2.1.a	Processus technologique.....	86
III.2.1.b	Montage des diodes lasers.....	87
III.2.2	Caractérisation des structures.....	88
III.2.2.a	Caractérisations électro-optiques	88
III.2.2.b	Températures caractéristiques	90
III.2.2.c	Validation du confinement perpendiculaire	92
III.2.2.d	Evolution de la longueur d'onde et calcul de la résistance thermique	92
III.2.3	Paramètres intrinsèques de la structure.....	94
III.2.3.a	Mise en évidence théorique.....	94
III.2.3.b	Résultats expérimentaux.....	95
III.2.4	Conclusion intermédiaire	96
III.3	Laser à ruban étroit	97
III.3.1	Réalisation des composants	97
III.3.1.a	Processus technologique.....	97
III.3.1.a	Traitement des facettes	99
III.3.2	Premières caractérisations	99
III.3.2.a	Caractéristiques P(I) et V(I).....	100
III.3.2.b	Evolution de la longueur d'onde	101
III.3.2.c	Taux de polarisation : mode TM prédominant.....	102
III.3.3	Qualité de faisceau : étude du M^2	103
III.3.3.a	Méthodes de calcul du M^2	103
III.3.3.b	Facteur de qualité de faisceau M^2 : étude théorique.....	105
III.3.3.c	Etude de la qualité de faisceau des structures lasers.	106

III.3.4	Mesure de gain : Hakki-Paoli	108
III.3.4.a	Approche théorique	108
III.3.4.b	Résultats expérimentaux.....	110
III.3.5	Conclusions intermédiaires	112
III.4	Laser à contre-réaction répartie (DFB).....	113
III.4.1	Réalisation du réseau de Bragg	113
III.4.2	Caractéristiques électro-optiques et qualité de faisceau.....	115
III.4.2.a	Mesures P(I) et V(I).....	115
III.4.2.b	Qualité de faisceau	116
III.4.3	Etude du spectre optique et du taux d'extinction des modes satellites.....	117
III.4.3.a	Introduction aux mesures de spectre optique	117
III.4.3.b	Evolution de la longueur d'onde de Bragg et du SMSR en fonction du courant.	118
III.4.4	Influence du detuning	118
III.4.5	Mesure de la largeur de raie d'émission laser.	119
III.4.5.a	Introduction à la largeur de raie.....	120
III.4.5.b	Méthode self-hétérodyne	122
III.4.5.c	Largeur fréquentielle obtenue	124
III.5	Conclusion du troisième chapitre.....	126
	Références.....	127
	Chapitre IV : Intégration d'une source DFB à 852nm dans les horloges Césium à jets thermiques...	129
IV.1	Laser DFB émettant à 852,12 nm	129
IV.1.1	Détail de la structure laser	129
IV.1.2	Etude de la fiabilité des diodes lasers DFB à 852 nm	130
IV.1.3	Caractéristiques principales de la diode laser DFB.....	132
IV.1.3.a	Caractéristiques P(I) et V(I).....	132
IV.1.3.b	Etude du spectre optique	132
IV.1.3.c	Etude de la largeur fréquentielle par battement self-hétérodyne	134
IV.2	Spectroscopie d'absorption saturée	135
IV.2.1	Spectroscopie de l'atome de Césium	136
IV.2.1.a	Principe théorique de l'absorption saturée [4,5,6]	136
IV.2.1.a.i	Influence de l'effet Doppler	136
IV.2.1.a.ii	La technique d'absorption saturée	137
IV.2.1.b	Principe de l'expérience	138
IV.2.1.c	Résultats expérimentaux.....	139

IV.2.2	Asservissement en fréquence sur une raie d'absorption.....	141
IV.3	Horloge à jets thermiques : simulation du pompage optique	142
IV.3.1	Système à trois niveaux.....	142
IV.3.2	Simulation de la préparation atomique	144
IV.3.2.a	Influence de la puissance optique du laser et de sa largeur de raie	145
IV.3.3	Influence de la modulation de fréquence sur le pompage de <i>pdf</i>	146
IV.3.4	Etude du nombre d'atomes non pompés.....	148
IV.3.4.a	Distribution de vitesse des atomes	149
IV.3.4.b	Atomes non pompés	150
IV.4	Conclusion du quatrième chapitre	151
	Références.....	152
	Conclusion	153
	Annexe A : Structure hyperfine des atomes de Cs et Rb.....	157
	Annexe B : High-power, high-reliability, and narrow linewidth, Al-free DFB laser diode, for Cs pumping (852nm).....	159

Remerciements

Mon travail de thèse s'est effectué dans le cadre du développement de nouveaux instruments de mesure de précision tels que les horloges atomiques et les capteurs inertiels, nécessitant des sources optiques spécifiques. Ainsi, ces travaux ont été réalisés conjointement entre le laboratoire LNE-SYRTE (Système de Référence Temps-Espace) de l'observatoire de Paris et le laboratoire Alcatel-Thales III-V Lab, devenu simplement le laboratoire III-V Lab en 2011, groupement d'intérêt économique entre Alcatel-Lucent, Thales Research & Technology et le CEA-LETI. Je remercie ainsi pour leurs accueils Noël Dimarcq, directeur du LNE-SYRTE et Dominique Pons, directeur du III-V Lab.

Cette thèse ayant été codirigée entre les deux laboratoires, je souhaite donc remercier mes directeurs de thèse, Noël Dimarcq et Michel Krakowski, de m'avoir proposé ce sujet de recherche et de m'avoir encadré tout au long de ces trois années. Merci Noël pour le temps que tu as pu m'accorder malgré quelques petits soucis de santé et un agenda très chargé, voire *"over-book"*, ton enthousiasme très communicatif, ta gentillesse et tous les conseils que tu as pu me donner, notamment à la fin de la rédaction de ce manuscrit, m'ont été d'une grande aide. A cette occasion, un grand merci à David Holleville qui a su parfaitement me faire découvrir le monde de la métrologie et dont sa gentillesse et son indulgence face aux questions parfois stupide que je lui posais m'ont permis de vraiment comprendre la beauté de la physique se trouvant derrière la métrologie. Les contraintes industrielles et universitaires ne sont pas toujours les mêmes mais Noël et David ont su le prendre en compte et adapter le planning de travail, souvent glissant, avec facilité et compréhension. De même, je tiens à remercier Michel Krakowski qui m'a laissé une grande liberté pour mener à bien mes travaux de recherche pendant ses trois ans. Merci pour la confiance que tu m'as accordé, notamment pour la présentation de nos résultats lors de nombreuses conférences auxquelles tu m'as toujours incité de participer. De même, lors de réunion d'équipe, tu m'as souvent laissé les clés en main pour que l'on puisse comprendre les résultats et mener à bien les poursuites de travaux. Tout cela me sera certainement très utile pour la suite de ma carrière et donc, je t'en remercie une nouvelle fois.

Je souhaite également remercier M. Jean-Michel Courty d'avoir accepté de présider ce jury de thèse. Merci également à M. Gaetano Mileti et M. Pascal Besnard d'avoir bien accepté de corriger ce manuscrit et pour leurs critiques constructives permettant d'améliorer sa qualité. Un grand merci à Mme Isabelle Sagnes pour sa participation dans mon jury de thèse et pour ses questions très pertinentes et intéressantes lors de la soutenance. Enfin, je remercie M. Benoit Faure du CNES pour avoir bien voulu assister à cette soutenance de thèse. Pour finir, je remercie Bruno Gérard,

responsable du groupe source optronique de s'être occupé du cocktail de thèse qui fut pour moi très réussi.

De même, je remercie la DGA et Thales qui m'ont fait confiance en cofinçant ma bourse de thèse de doctorat.

La réalisation de diode laser en semiconducteur prend en compte diverses équipes spécifiques, partant de la simulation, l'épitaxie, la réalisation et le montage de composant laser. Ainsi, dans l'ordre, je souhaiterais remercier toutes les personnes m'ayant aidé lors de mes simulations de structures lasers, notamment Matthieu Carras, Frédéric Van Dijk, Borge Vinter et Alfredo de Rossi. Merci à toi Matthieu pour toutes ces discussions que nous avons pu avoir, tant théorique que concernant la simulation, qui bien que me laissant de temps en temps perdu m'ont toujours été grandement profitable. Tes blagues parfois tirées par les cheveux resteront de très bons souvenirs de TRT. Merci Frédéric pour toutes nos discussions et ton accessibilité pour toutes les questions, pertinentes ou non, que j'ai pu te poser.

Un grand merci à toute l'équipe d'épitaxie qui a réalisée toutes les structures que j'ai pu dessiner. Merci à Bruno Gérard, Olivier Parillaud, Michel Lecomte et Laurent Teisseire pour leurs disponibilités pour une personne aussi ignare que moi en épitaxie.

Un grand merci également aux technologues que j'ai pu côtoyer et qui ont réalisé les lasers sur les structures épitaxiées. Merci donc à Michel Calligaro et Michaël Tran. Cali a pris sa retraite début 2010, j'espère qu'il en profite bien. Quant à toi Michaël, j'espère que ton nouveau départ à Singapour se passera bien pour toi et merci pour tous ses moments partagés.

Comment caractériser un laser sans un process de traitement et de montage efficace. Un grand merci à Yannick Robert, Corine Dernazaretian et Eric Vinet pour tous les aspects techniques qu'ils ont pu réaliser et me faire découvrir. Le test sous pointe, quelle HORREUR !

Un très grand merci à Michel Garcia avec qui j'ai pu avoir des discussions, tant sur le travail que sur la vie courante comme le rugby par exemple (« allez Toulouse ! ») qui furent toujours rafraichissante et intéressante. A m'ment donner il faut savoir rigoler et pour ça, Michel a toujours été là !

Merci à tous les apprentis et stagiaires avec lesquels j'ai pu travailler, Reda, Vianney, Antoine et Jojo. Grâce à toi, Antoine, ma dernière année de thèse fut plus facile à finir, ton aide ayant été d'un grand secours. Merci aussi pour toutes ses discussions et rigolades que l'on a pu avoir. A toi Jojo, je te souhaite bon courage pour ta thèse, en espérant une grande réussite.

Merci également à l'équipe de mécanique du SYRTE qui m'a si bien accueilli : David (encore merci), Bertrand, Luigi, Florence, Jean-Pierre, Laurent et Jean-Jacques.

Que serait une thèse sans toutes ces discussions entre thésards : Marco et Guilhem (dit El Guitou) avec qui j'ai pu réaliser un film d'exception, passer des supers soirées et qui sont devenus des très bons amis. Grégory (Dr Greg House), Maël, Amandine et Aranud (« Alors, on n'attend pas Patrick ? ») pour toutes ces pauses cafés-cigarettes, Vincent, Mickaël, Alban et tous ceux que j'oublie.

Merci à tous les personnes de l'association Doc4up avec lesquelles j'ai pu interagir pendant plus de deux ans et notamment à mon bureau de cette année, David, Floriane, Anne, Yann et Amélie. Merci pour tout.

Enfin, je souhaiterai remercier ma famille et mes amis qui m'ont soutenu pendant toute ma thèse, sans eux, je ne sais pas si j'aurai pu faire aussi bien... J'ai essayé également de leur faire comprendre la science, et même si ça put être dur pour certain, ce fut toujours un plaisir de partager ça avec vous. Pour finir, je voudrai remercier ma femme Sophie, qui a réussi l'exploit de me supporter lors de cette thèse, notamment lors de la rédaction du manuscrit.

Merci à tous,

Charles Cayron

Introduction

La découverte du phénomène d'émission stimulée en 1917 par Albert Einstein a permis le développement de nombreuses techniques de production de lumière cohérente. Une de ces techniques fut le développement des diodes lasers, en particulier celles à semiconducteurs. En 1962, l'américain Robert N. Hall réalisa la première diode laser, à base d'Arséniure de Gallium (GaAs), émettant dans le proche infra-rouge vers 850 nm. La même année, son compatriote Nick Holonyak Jr développa le premier laser à semiconducteurs émettant dans le domaine du visible. Ces premiers lasers à semiconducteurs fonctionnaient en régime pulsé, à très basses températures (77 K) et il fallut attendre les travaux de Zhores Alferov en 1970 pour obtenir les premières diodes lasers fonctionnant en régime continu à température ambiante. Au total, le domaine des lasers a obtenu pas moins de 10 prix Nobel entre la théorie, les réalisations de lasers et ses applications. Ainsi, de nos jours, nous retrouvons des diodes lasers dans beaucoup de nos objets du quotidien (lecteur de disque, DVD Blu-ray, télécommunication, etc...), dans les domaines tels que la santé (microchirurgie, chirurgie des yeux), l'industrie (découpe laser). De plus, des applications telles que la navigation inertielle et le positionnement par satellites sont des domaines à fort potentiel pour les diodes lasers.

Les systèmes de positionnement reposent principalement sur l'utilisation de plusieurs satellites en orbite autour de la Terre émettant un signal radio vers un récepteur qui par triangulation des signaux peut remonter à leur localisation précise dans l'espace. Les signaux envoyés par les satellites contiennent leurs positions dans l'espace ainsi que l'heure exacte de leur émission. Ainsi, le récepteur peut calculer sa distance exacte par rapport à chaque satellite grâce à la différence entre l'heure d'émission du signal et l'heure de réception. Néanmoins, pour obtenir la localisation la plus précise possible, il faut que l'heure de chaque satellite soit synchronisée. Pour ce faire, la synchronisation est obtenue par l'utilisation d'horloges atomiques.

D'autres types de positionnement utilisent des senseurs inertiels atomiques pour permettre une localisation précise dans l'espace tels que les gyromètres, gravimètres, gradimètres (mesure du

gradient de gravité terrestre). Les senseurs inertiels sont notamment très utilisés dans le cas des sous-marins qui ne peuvent pas utiliser les systèmes plus classiques tels que le système GPS ou GALILEO.

Tous ces dispositifs ont vu leurs performances augmenter depuis quelques années grâce à l'utilisation du pompage optique d'atomes. Cette technique, découverte en 1953 par Alfred Kastler, a permis de grandes avancées dans le domaine de la métrologie. Ainsi, depuis 1963, la définition de la seconde est basée sur la transition entre les niveaux hyperfins du fondamental de l'atome de Césium. D'autres étalons tels que le kilogramme et la constante de structure hyperfine α sont également définis par des expériences utilisant le pompage optique d'atomes. Les années 1980-1990 ont vu le développement des techniques de piégeage optique et de refroidissement d'atomes par l'utilisation de lasers, ce qui permis la réalisation d'expériences de physique fondamentale telles que la condensation de Bose-Einstein ou encore l'interférométrie atomique, mécanisme à la base des senseurs inertiels.

Dans ce cadre d'activité, les diodes lasers à semi-conducteurs ont connu un développement constant depuis 20 ans afin de répondre aux attentes des utilisateurs : développement des longueurs d'onde du Césium à 852 nm et 894 nm, du Rubidium (étalon secondaire de la seconde) à 780 nm et 795 nm, fortes puissances optiques, caractères monomode transverse (ou monomode spatial) et monomode longitudinal (ou monomode fréquentiel) du faisceau.

Dans ce contexte de développements technologiques et d'intégration système, j'ai réalisé ma thèse au sein du laboratoire public LNE-SYRTE, Système de Référence Temps Espace, qui est le laboratoire de métrologie de référence en France dans le domaine du temps-fréquence ainsi qu'au sein du III-V Lab, groupement d'intérêt économique entre Thales Research & Technology, Alcatel-Lucent Bell Labs France et le CEA-LETI, dont les connaissances et la maîtrise des matériaux III-V en font un des meilleurs laboratoires industriels européen dans le secteur des dispositifs optiques infra-rouges (diodes lasers et détecteurs). Tout au long de cette thèse, mon travail a porté sur le développement de diodes lasers émettant à 780 nm, sujet qui n'avait jamais été abordé au sein du III-V Lab et l'étude de l'intégration de diodes lasers émettant à 852 nm dans des horloges optiques à jet thermique d'atomes de Césium.

Ainsi, ce manuscrit décrira le travail de ces trois années de doctorat et se déclinera en quatre chapitres :

- Le premier chapitre exposera tout d'abord les principes du pompage optique d'atomes et du refroidissement atomique. Dans un second temps, il présentera le fonctionnement d'une horloge atomique utilisant des atomes de Césium ainsi que le cahier des charges décrivant les spécificités optiques de la source laser. Il abordera ensuite un second type d'expérience, l'interférométrie atomique (avec des atomes de Rubidium) avec également les besoins des sources lasers. Enfin, il conclura par les différentes solutions de composants lasers utilisables dans les expériences de physique atomique.
- Le second chapitre sera plus théorique. Après avoir brièvement rappelé les principes généraux des lasers, il s'attardera plus en détail sur les différents paramètres optiques et électriques de fonctionnement des diodes lasers à semi-conducteurs. Dans un second temps, il décrira les simulations à effectuer afin de réaliser l'architecture des couches de matériaux

optimales, le confinement du mode optique ainsi que la sélection en longueur d'onde. A cet effet, il introduira les trois types de composants lasers correspondant à trois étapes de validation de la structure laser : le laser à ruban large, le laser à ruban étroit (dit laser Fabry-Perot) et le laser à contre réaction répartie (dit laser DFB pour Distributed FeedBack).

- Le troisième chapitre analysera les résultats obtenus sur les différents types de lasers émettant à 780 nm. Il expliquera la méthode de validation expérimentale de l'empilement des couches de la structure par la mesure de ses paramètres internes, validera les processus technologiques effectués sur les composants afin de confiner le mode optique et le rendre monomode transverse. Enfin, les premiers résultats des lasers DFB seront présentés et analysés afin de pouvoir contre-réagir pour améliorer les performances des futures structures.
- Le dernier chapitre portera sur les possibilités d'intégrations des sources lasers DFB émettant à 852 nm dans des dispositifs d'horloges atomiques à jet thermique. Après avoir présenté les différents résultats obtenus sur les composants développés au sein du III-V Lab (puissance optique, largeurs de raie et fiabilité), il abordera l'étude du bruit d'une diode asservie sur absorption saturée. Pour finir, ce chapitre exposera les débuts d'une étude théorique portant sur l'efficacité de pompage en fonction des performances de la diode laser utilisée.

Chapitre I : Interaction lumière-atome

Connaître le temps le plus précisément possible, déterminer sa position spatiale de la façon la plus exacte, appréhender le plus simplement son environnement géologique sont des problèmes récurrents suivant les époques. En effet, les astronomes se sont longtemps penchés sur les quantifications du temps afin de calculer les phénomènes astraux (les éclipses en général, mais aussi les mouvements des étoiles). De même, connaître sa position précisément, en plus de celle de son ennemi, était d'un grand secours en cas de bataille. Enfin, déterminer la topologie des lieux et la position des nappes pétrolières permet un gain de temps et d'argent non négligeable pour les exploitations pétrolières.

Depuis une vingtaine d'années, le pompage optique d'atomes a permis de grandes avancées dans ces divers domaines. En partant de mesures de grandeurs physique fondamentales (la seconde [1, 2, 3, 4], l'accélération de pesanteur g [5, 6, 7], la rotation terrestre Ω [8, 9],...), les physiciens ont développé des instruments utilisables pour de nouvelles technologies : localisation par satellites de type GPS et GALILEO [10], positionnement inertiel dans les sous-marins, prospection pétrolière.

Dans ce chapitre, nous présenterons, après avoir rappelé succinctement quelques principes de physique atomique, le fonctionnement d'une horloge atomique dans le cas d'une horloge à jet thermique de Césium. Ensuite, nous nous attarderons sur l'interférométrie atomique [11] qui est la base de fonctionnement des capteurs inertiels atomiques et nous finirons par la description des différentes sources lasers répondant à des cahiers des charges bien précis suivant la nature de l'atome (Rb ou Cs) ou le type d'expérience réalisée (horloge ou interférométrie).

I.1 Introduction au pompage optique d'atomes

I.1.1 Principe du pompage optique d'atomes

Le pompage optique d'atomes ou pompage atomique (par raccourci sémantique) consiste à utiliser différentes transitions atomiques afin de peupler un des états fondamentaux de l'atome. Cette technique a été élaborée en 1950 par Alfred Kastler [12], ce qui lui a valu le prix Nobel de physique en 1966.

Il existe deux types de transition généralement utilisées dans les expériences de physique atomique : la transition cyclante et la transition pompante. Pour présenter chaque type de transition, nous prendrons comme modèle l'atome de Cs, les mécanismes étant identiques dans le cas de l'atome de Rb.

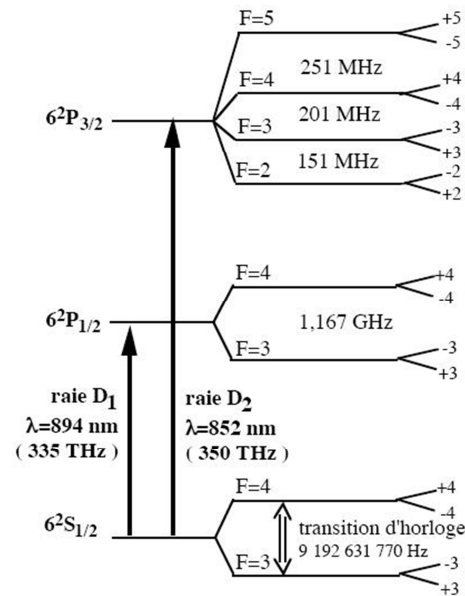


Figure I.1-1 : Niveaux d'énergie du Cs

Le niveau fondamental ($6S_{1/2}$) est dégénéré en deux niveaux d'énergie ($|F=3\rangle$ et $|F=4\rangle$) séparés de 9,192 GHz, la fréquence horloge. Deux types de transition sont généralement utilisés : vers $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$, respectivement appelées raie D_1 (énergie de transition correspondant à une longueur d'onde de 894 nm) et raie D_2 (852 nm). Nous verrons que selon les expériences, il vaudra mieux utiliser soit la raie D_2 , soit la raie D_1 .

I.1.1.a Transition pompante [13]

La transition dite pompante consiste à « ranger » tous les atomes dans le même sous-niveau hyperfin de l'état fondamental. Le principe est le suivant : on ajuste la longueur d'onde pour venir exciter un état fondamental vers un autre état.

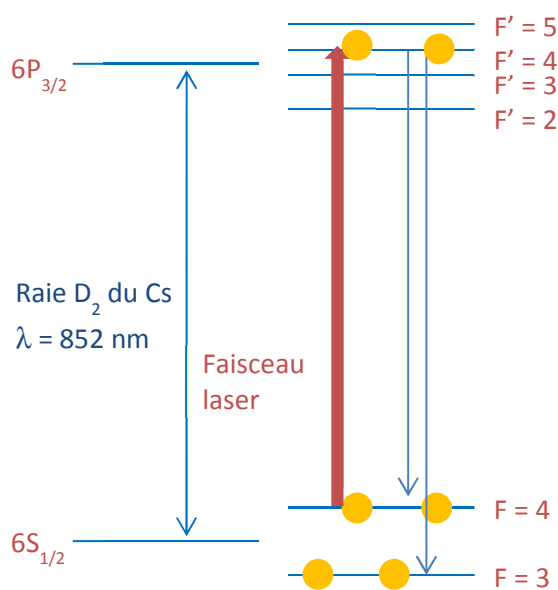
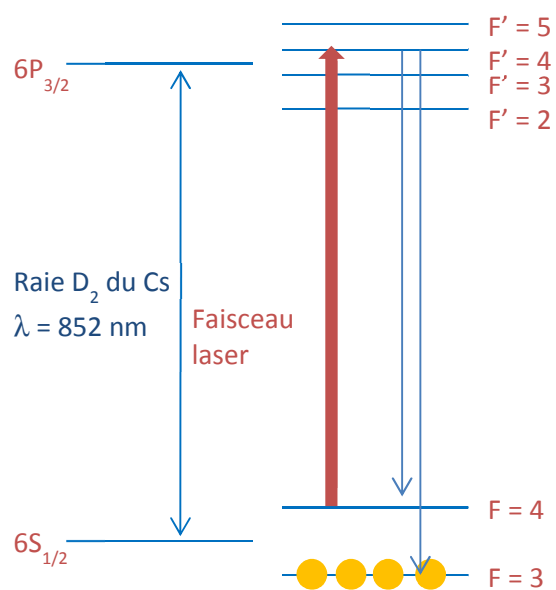
Figure I.1-2 : Transition pompante à $t = 0$ 

Figure I.1-3 : Transition pompante finale

Plus concrètement, en accordant la longueur d'onde du laser sur une transition de type 4-4' (raie D₂), l'atome dans l'état $F=4$ va être excité et transiter dans l'état $F'=4$. Une fois sur ce niveau excité (Figure I.1-2), l'atome va se désexciter selon une probabilité dépendant des coefficients de Clebsch-Gordan vers l'état fondamental $F=3$ ou $F=4$. En effet, suivant les lois de la mécanique quantique, l'atome ne peut se désexciter que dans un état de m_F proche ($\Delta F = 0, \pm 1$). Dans le cas où l'atome retomberait dans l'état $F=3$, celui-ci étant hors résonance du champ laser, il ne peut être excité et ainsi, les atomes ne « voient » plus le laser : l'état $F=3$ devient un état stationnaire, tous les atomes sur ce niveau ne transitent plus. Dans le cas où l'atome se désexcite dans l'état $F=4$, il reste résonant avec le laser : il subit alors une nouvelle excitation avec la probabilité de se désexciter soit dans l'état $F=3$, soit dans l'état $F=4$. Ainsi, au bout d'un certain temps (dépendant grandement de la probabilité de transition $4' \rightarrow 3$, $4' \rightarrow 4$), tous les atomes de Césium se retrouvent dans l'état fondamental $F = 3$ (Figure I.1-3). On appelle ce processus un pompage, car on « pompe » tous les atomes dans le même niveau.

Les transitions pompantes sont généralement utilisées pour préparer les atomes dans les expériences de physique atomique. Typiquement pour le Cs ou le Rb, au bout de 10 cycles (soit environ 300 ns), 99,98 % des atomes ont été pompés.

I.1.1.b Transition cyclante [14]

La transition cyclante, comme son nom l'indique, consiste à faire faire des cycles de transition identiques pour chaque atome se trouvant dans le sous-niveau de l'état fondamental résonnant avec le laser.

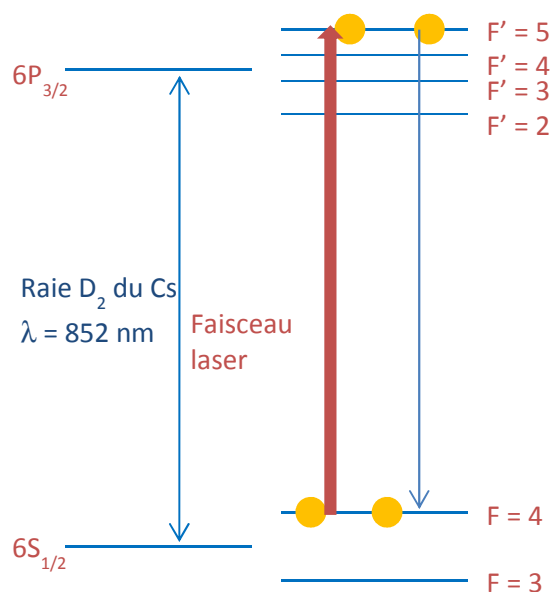


Figure I.1-4 : Transition cyclante

Ainsi, par exemple, en accordant la longueur d'onde du laser sur la transition 4-5', un atome se trouvant sur l'état $F=4$ sera excité vers l'état $F=5$ et donc, si l'on suit les règles de transition énoncées plus haut, l'atome ne peut que se désexciter vers l'état $F=4$, où il sera à nouveau excité par le laser.

Ce type de transition n'est réalisable que sur des raies D_2 car elle nécessite un nombre de sous-niveaux hyperfins plus important dans l'état excité que dans l'état fondamental. Ainsi, dans le cas du Césium, il existe deux transitions cyclantes : 3-2' et 4-5'.

Généralement, cette transition est utilisée pour refroidir les atomes ou pour améliorer le rapport signal à bruit de détection car elle permet de produire un grand nombre de photons de fluorescence par atome, uniquement limité par le temps de passage de l'atome dans le faisceau laser.

I.1.2 Refroidissement d'atomes [15]

L'utilisation d'atomes non refroidis présente l'avantage de simplifier la mise en oeuvre des expériences de physique atomique. Néanmoins, elle présente l'inconvénient de n'accéder qu'à des temps d'interrogation courts (quelques ms) et de réduire le contraste des franges de Ramsey (cf § I.2.4) du fait de la dispersion de vitesse (Figure I.2-6.a). En effet, selon la vitesse de l'atome, le temps de passage dans la cavité micro-onde varie ainsi que la largeur des franges de Ramsey correspondantes. On constate donc un brouillage rapide des franges de Ramsey lorsque la source atomique présente une dispersion de vitesse longitudinale importante...

Le refroidissement d'atomes consiste à diminuer la dispersion de vitesse d'un nuage d'atomes et à réduire sa vitesse moyenne. Pour cela, l'utilisation de faisceaux contrapropageant, désaccordés en fréquence par rapport à la fréquence de transition atomique – chaque faisceau compensant l'effet Doppler selon la direction de propagation des atomes – permet par pression de radiation de refroidir les atomes.

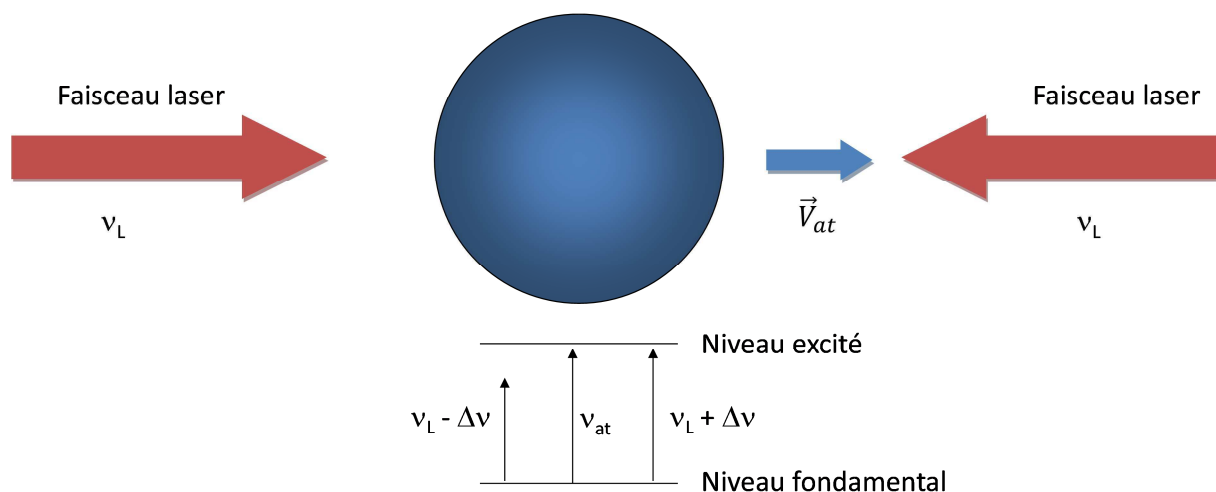


Figure I.1-5 : Principe du refroidissement d'atomes par pression de radiation

Le principe du refroidissement par pression de radiation est représenté sur la Figure I.1-5. Un atome résonnant de fréquence de transition ν_0 , se déplaçant avec une vitesse \vec{V}_{at} , est soumis à deux ondes contrapropageantes de même amplitude mais décalées en fréquence (dans le référentiel de l'atome). Le phénomène est relativement simple à comprendre :

- L'atome interagit d'abord un photon se déplaçant préférentiellement à contre-sens par rapport à lui et récupère la quantité de mouvement correspondante : il recule et donc

ralentit. La fréquence du photon est décalée de $\Delta\nu$ afin de compenser l'effet Doppler de l'atome qui voit la fréquence de résonance se décaler dans le rouge.

- Le photon absorbé excite l'atome qui se désexcite en émettant de façon **isotrope** un photon par émission spontanée. Il récupère ainsi une accélération dans la direction opposée au photon émis de façon aléatoire par conservation de la quantité de mouvement.
- Ces étapes se répétant un nombre de fois important, chaque photon absorbé par l'atome contribue à ralentir l'atome tandis que les photons émis par émission spontanée ne contribuent pas à la vitesse de l'atome (du fait du caractère isotrope de l'émission, la valeur moyenne du « recul » provoqué par l'émission de photons est nulle).

Bien entendu, le mouvement de l'atome ayant trois degrés de liberté, il faut refroidir les atomes selon les trois axes du mouvement, i.e. utiliser six faisceaux contrapropageant deux à deux.

I.2 Les horloges atomiques : de l'horloge à jet thermique au Cs (852 nm) à la fontaine atomique

I.2.1 Historique de la mesure du temps

Dans toutes les civilisations, l'homme a défini une unité de mesure du temps qui s'écoulait. La première fut bien entendu l'alternance du jour et de la nuit, définie par la rotation de la Terre sur elle-même. Le premier calendrier remonte à l'époque de l'Égypte des pharaons et était basé sur la rotation de la Terre autour du Soleil. Leur calendrier était composé de 12 mois de 30 jours auxquels venaient se rajouter 5 jours complétant l'année. Ils furent également les premiers à diviser la journée en 24h, 12 diurnes et 12 nocturnes. Cette division de la journée fut adoptée au 7^{ème} siècle avant J.-C. par les Chaldéens et se répandit ensuite en Grèce.

Reprenant la partition de la journée en 24h, les babyloniens définirent ensuite la division de l'heure et de la minute. Leur système de numérotation étant défini dans une base sexagésimale, l'heure fut ainsi définie comme étant composée de 60 minutes, chaque minute étant elle-même subdivisée en 60 secondes. Soixante étant un nombre qui a la particularité d'avoir un grand nombre de diviseurs entiers (1, 2, 3, 4, 5, 6, 10, 12, 15, 20, 30 et 60), les calculs des astronomes babyloniens en étaient facilités [16].

La définition de la seconde, l'unité SI, a été établie selon les connaissances et les possibilités techniques de chaque époque. En 1816, Léon Holstein remit les pendules à l'heure :

- Elle a d'abord été définie comme la fraction $1/86400$ du jour solaire terrestre, l'échelle de temps associée étant le temps universel (TU). La durée de cette fraction est relativement proche du temps moyen d'un battement de cœur d'un adulte au repos.
- En 1956, pour tenir compte des imperfections de la rotation de la Terre sur elle-même, ralentissement notamment dû aux marées, la seconde a été recalculée en fonction de la période de révolution de la Terre autour du soleil. Elle est ainsi définie comme la fraction $1/31556925,9747$ de l'année tropique de 1900, l'échelle de temps associée est celle des éphémérides (TE).

- Depuis la 13^{ème} conférence générale des poids et mesures [17], la seconde n'est plus définie par rapport à la rotation ou la période de révolution de la Terre mais est fixée par la fréquence de transition entre les niveaux hyperfins $F=3$ et $F=4$ de l'état fondamental $^6S_{1/2}$ de l'atome de Césium. Cette fréquence de transition vaut $f = 9,192631770$ GHz.

Depuis lors, de nombreuses expériences, basées sur les transitions entre les niveaux fondamentaux atomiques (Rubidium, Césium, Iode,...), ont vu le jour afin de mesurer le temps et les longueurs.

Les premiers instruments utilisant l'écart hyperfin entre les deux niveaux fondamentaux de Cs furent des horloges à déflexion magnétique. De nos jours, les meilleurs donnent des résultats pour l'exactitude de la mesure de 1.10^{-12} avec une stabilité allant de $1,2.10^{-11}$ sur 1s à 3.10^{-13} sur 10 000 s, stabilité équivalente à une variation de 1s au bout de 100 000 ans [18].

Les horloges à pompage optique ont vu le jour au début des années 1990 et ont démontré des performances encore jamais atteintes (stabilité de l'ordre de 3.10^{-15} à 10 000 s et une exactitude de l'ordre de $6,4.10^{-16}$ pour les meilleures d'entre elles [19]). Nous détaillerons plus en détail dans le paragraphe suivant le fonctionnement des horloges atomiques mais notons dès à présent qu'il existe trois phases distinctes (Figure I.2-3) dans le fonctionnement des horloges atomiques :

- La préparation des atomes
- L'interrogation
- La détection

Les horloges à atomes froids utilisent également une étape préalable à la préparation des atomes : le refroidissement d'atomes. Ce refroidissement permet d'obtenir de meilleures performances en termes d'exactitude et de stabilité, respectivement de quelques 10^{-16} et 2.10^{-16} (à 10 000 s) [20].

1.2.2 Principe de fonctionnement d'une horloge atomique

Une horloge atomique est basée sur le même principe que les horloges mécaniques : l'utilisation d'un oscillateur ayant une fréquence la plus exacte et la plus stable possible. Néanmoins, dans le cas de cette dernière, l'asservissement de l'oscillateur est effectué sur l'écart entre les deux niveaux fondamentaux d'un atome (ici le Césium). En règle générale, on asservit un oscillateur macroscopique, typiquement un quartz ayant une fréquence de l'ordre de 10 MHz, et par une chaîne électronique de multiplication de fréquence, on asservit ce quartz à la fréquence de 9,2 GHz qui correspond à la fréquence de transition du Cs.

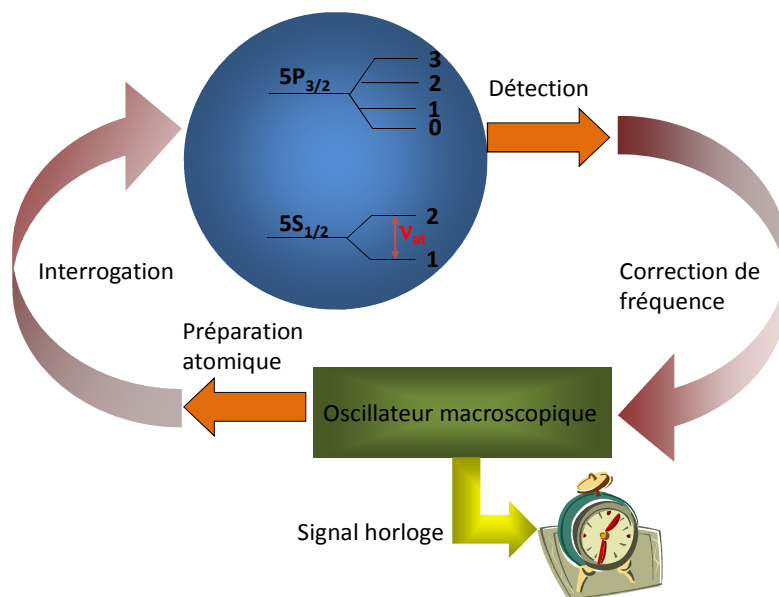


Figure I.2-1 : Schéma de principe d'une horloge atomique

La Figure I.2-1 présente un schéma sommaire du principe de fonctionnement de l'horloge. Après une première étape de préparation afin d'avoir tous les atomes dans le même état fondamental, les atomes traversent une cavité de Ramsey où ils sont interrogés à l'aide du signal multiplié issu de l'oscillateur. A la suite de cette interrogation (i.e. faire transiter les atomes dans l'autre niveau de l'état fondamental), nous comptons le nombre d'atomes dans chaque état (étape de détection) afin d'obtenir la probabilité de transition des atomes. La fréquence du signal d'interrogation est alors corrigée afin d'optimiser cette probabilité de transition. Le signal de sortie de l'oscillateur macroscopique est appelé signal horloge.

I.2.3 Première étape : la préparation

La préparation des atomes consiste à mettre tous les atomes dans le même état hyperfin en utilisant une transition de type pompante. Le temps de préparation des atomes dépend de plusieurs paramètres internes et externes aux atomes tels que la distribution de vitesse du nuage d'atomes, la densité de puissance émise par le laser, la largeur du faisceau, la largeur de raie du laser ainsi que le décalage en fréquence par rapport à la fréquence de la transition atomique.

Le temps de préparation des atomes est relativement rapide, de l'ordre de quelques μs pour un faisceau laser de $1\text{mW}/\text{cm}^2$. Nous développerons plus en détail les différents phénomènes participant à la préparation des atomes dans le cas d'une horloge à jets thermique (cf. chapitre IV) mais nous pouvons déjà montrer que pour des atomes se déplaçant à une vitesse de $350\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, le temps de préparation pour avoir tous les atomes dans le niveau fondamental $F=3$ est de l'ordre de quelques μs avec des sources laser standards.

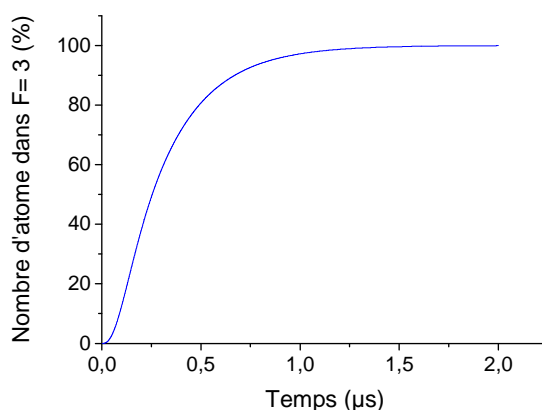


Figure I.2-2 : Evolution de la population d'atomes en $F=3$ au cours du pompage

La Figure I.2-2 montre l'évolution de la population d'atomes transitant en $F=3$, sachant qu'à $t=0$, tous les atomes se trouvent en $F=4$ (les atomes étant dans les deux états initialement, nous nous intéressons seulement à ceux que nous souhaitons faire transiter de $F=4$ à $F=3$). Nous pouvons voir que dans le cas présent, pour une puissance optique de $1\text{mW}/\text{cm}^2$ ainsi qu'une largeur de raie de 1MHz , le temps de préparation des atomes est de l'ordre de $2\ \mu\text{s}$.

I.2.4 Seconde étape : l'interrogation

Dans cette étape, les atomes sont soumis à un champ micro-onde d'interrogation. Il existe plusieurs méthodes d'interrogation des atomes mais ici nous nous intéresserons exclusivement à la méthode de Ramsey.

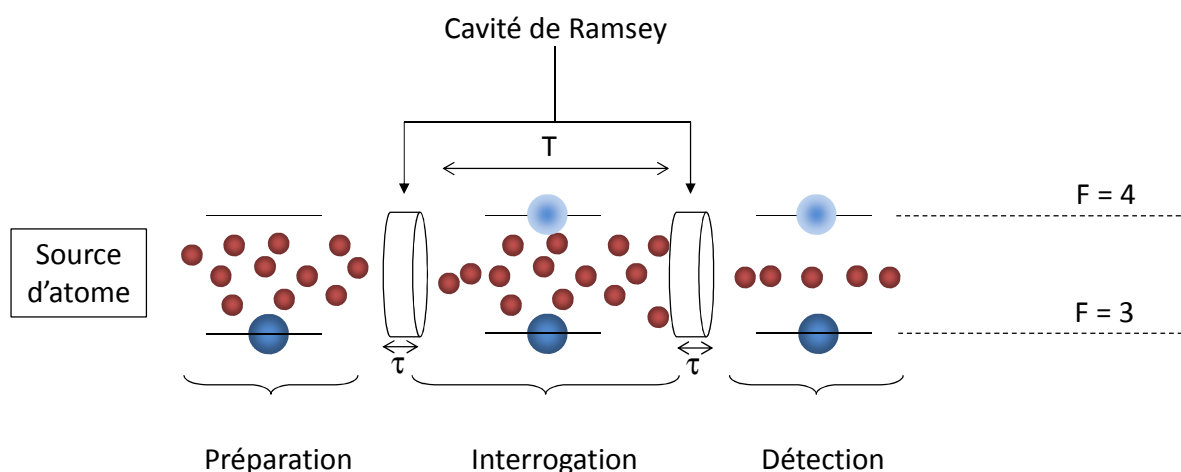


Figure I.2-3 : Schéma de principe de l'interrogation Ramsey

Le principe de l'interrogation micro-onde est d'avoir une cavité résonnante avec la fréquence de transition entre les deux états hyperfins du fondamental, dans le cas du Cs $\approx 9,2\ \text{GHz}$.

Contrairement à la méthode de Rabi dans laquelle les atomes traversent une seule cavité longue et résonnante à la fréquence micro-onde [21], N. Ramsey a démontré en 1950 [22] que l'utilisation de

deux brèves impulsions micro-ondes espacées dans le temps (et/ou l'espace) permettait d'interroger la transition atomique plus efficacement.

L'interrogation de Ramsey (Figure I.2-3) consiste donc à sonder la transition atomique grâce à deux impulsions micro-ondes de durée τ séparées par une durée d'évolution libre T ($T \gg \tau$). Les atomes sont donc couplés avec le champ micro-onde seulement pendant deux périodes τ et leurs états internes évoluent librement pendant la durée T .

La probabilité de transition des atomes de l'état $F = 3$ à l'état $F = 4$ dépend du désaccord entre la fréquence du signal d'interrogation (issu du quartz à l'entrée de la chaîne de synthèse micro-onde en l'occurrence) et celle de la transition atomique. En fonction du désaccord, cette probabilité de transition est décrite par des oscillations, appelées franges de Ramsey (voir Figure I.2-6 p24), dont la période vaut $\frac{1}{T}$ et de largeur à mi-hauteur $\frac{1}{2T}$. Ainsi, plus la période d'évolution libre T est importante, plus la largeur de la frange de Ramsey centrale sera fine et offrira un discriminateur de fréquence performant. Du fait de la durée finie des impulsions micro-ondes, ces franges sont contenues dans une enveloppe dont la largeur à mi-hauteur vaut $\frac{1}{\tau}$. Nous pouvons également noter que l'interrogation de Ramsey dépend de la vitesse des atomes, ce qui provoque un élargissement de la raie centrale et un brouillage des franges pour les désaccords non nuls (cf. Figure I.2-6.a). Ainsi, l'utilisation d'atomes froids permet de réduire ce brouillage du fait de la faible distribution de vitesse des atomes.

1.2.5 Dernière étape : la détection

Après l'interrogation des atomes, i.e. le passage d'un certain nombre d'atomes de $F = 3$ vers $F = 4$, la mesure de la probabilité de transition permet de mesurer le nombre d'atomes qui ont effectué la transition atomique, et ainsi d'accéder au désaccord entre le signal d'interrogation et la fréquence d'horloge, et finalement de corriger les dérives de fréquence du signal d'interrogation.

La détection de la probabilité de transition horloge peut se découper en quatre étapes successives (Figure I.2-4).

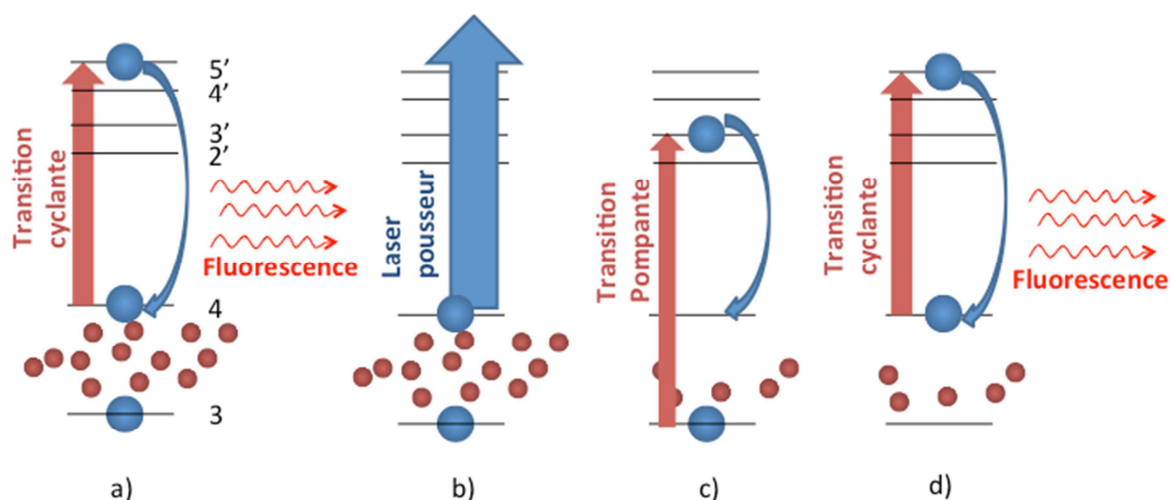


Figure I.2-4 : Détection de la probabilité de transition horloge

La première étape (étape a) consiste à mesurer le nombre d'atomes $N_{horloge}$ ayant effectué la transition horloge, i.e. le nombre d'atomes peuplant le niveau $F=4$. Pour cela, l'utilisation d'une transition cyclante permet d'obtenir un grand nombre de photons émis par les atomes lors de leurs désexcitations et ainsi augmente le rapport signal à bruit, paramètre important dans la qualité des mesures. Le nombre de photons émis par fluorescence étant proportionnel au nombre d'atomes, il est aisé de remonter à ce dernier. Une fois le nombre d'atomes en $F = 4$ déterminé, ces derniers sont éjectés grâce à l'utilisation d'un faisceau laser pousseur (par pression de radiation) afin qu'il ne reste plus que les atomes $N_{résidu}$ se trouvant en $F = 3$ (étape b). En utilisant une transition pompante (étape c) sur ces derniers, tous ces atomes se retrouvent dans l'état $F = 4$ où ils sont finalement dénombrés (étape d)) grâce, une nouvelle fois, à l'utilisation d'une transition cyclante. On comptabilise ainsi le nombre total d'atomes tel que $N_{total} = N_{horloge} + N_{résidu}$. Nous pouvons donc calculer la probabilité de transition atomique $P_{horloge}$ par le rapport :

$$P_{horloge} = \frac{N_{horloge}}{N_{total}} \quad \text{I-1}$$

Cette méthode de détection avec renormalisation a l'intérêt de s'affranchir des fluctuations du nombre d'atomes coup à coup, ce qui est important pour les horloges à atomes froids dans lesquelles ce nombre d'atomes refroidis peut varier beaucoup d'un cycle à l'autre. Au contraire pour les horloges à jet thermique, le flux d'atomes est suffisamment stable pour que la seule détermination de $N_{horloge}$ soit suffisante pour déduire la probabilité de transition. En maximisant la probabilité de transition, on accorde la fréquence du signal d'interrogation sur la transition d'horloge.

1.2.6 La fontaine atomique

L'utilisation d'atomes froids permet d'augmenter le temps d'interrogation, tout en réduisant les déplacements de fréquence systématiques (du à l'effet Zeeman, au rayonnement du corps noir, au déplacement collisionnel,...) contribuant à l'incertitude de l'horloge.

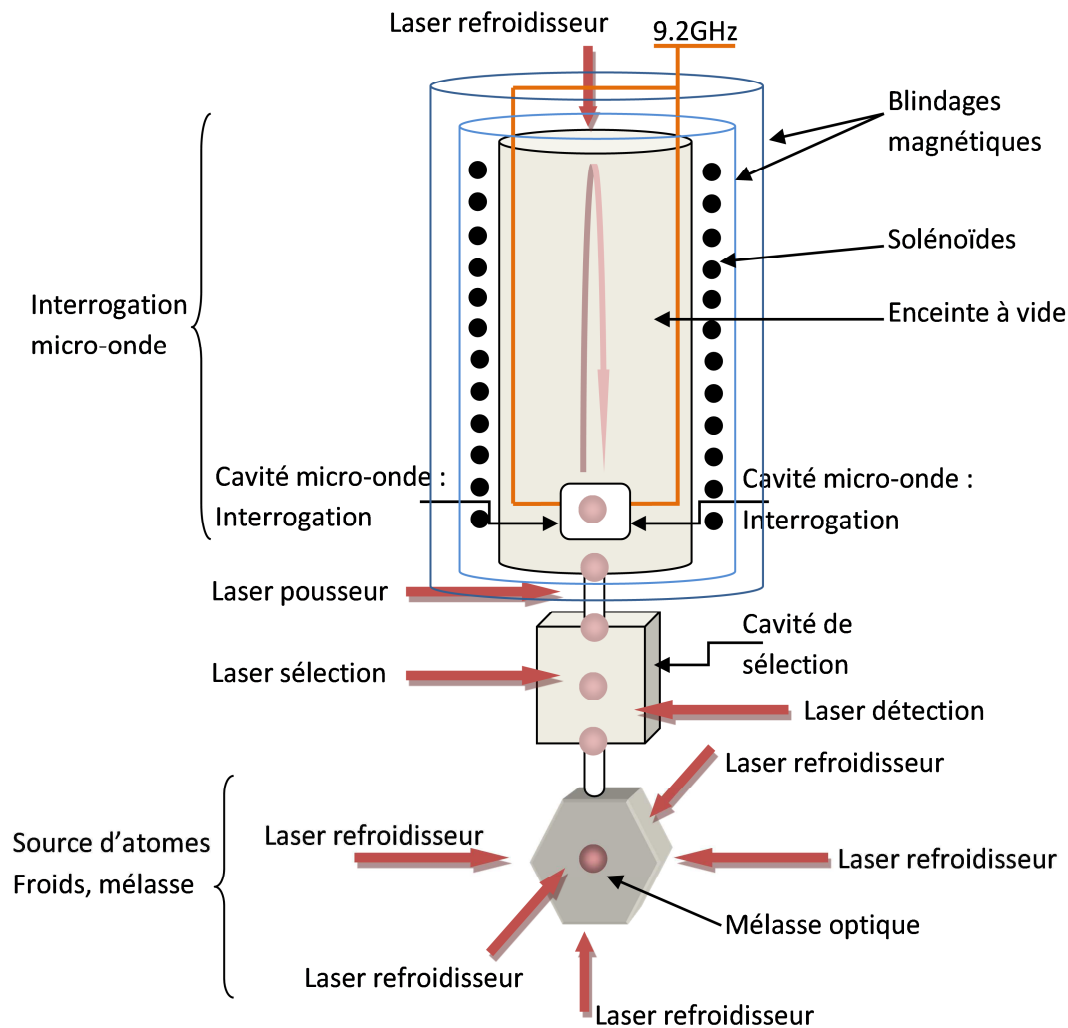


Figure I.2-5 : Schéma d'une fontaine atomique

En conséquence, les fontaines atomiques, horloges atomiques actuellement les plus précises du monde, utilisent le refroidissement d'atomes afin d'affiner la largeur des franges de Ramsey et permettre une meilleure exactitude (moins d'incertitude sur la mesure de la seconde) et une meilleure stabilité à court et long terme.

Le principe d'une fontaine atomique (Figure I.2-5) repose sur un fonctionnement cyclique de l'horloge. A chaque cycle, un nuage d'atomes est refroidi et ralenti, par six lasers contrapropageant, jusqu'à une température de quelques μK . Une fois cette étape réalisée, les atomes sont préparés dans un état hyperfin puis lancés vers le haut dans la colonne de la fontaine. Les atomes traverseront deux fois la cavité micro-onde : une fois à la montée et une seconde fois à la redescende, lors de leur chute libre, chaque interrogation micro-onde étant une interaction de type $\pi/2$ (cf. § I.3.1).

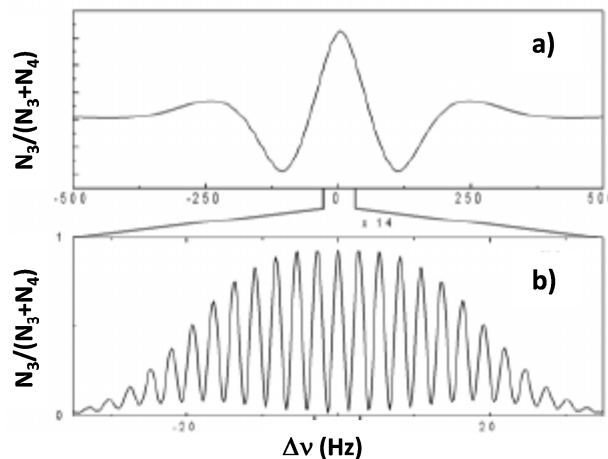


Figure I.2-6 : Franges de Ramsey; a) pour une horloge à atomes chauds, b) pour une fontaine atomique

Du fait de l'utilisation d'atomes froids, la durée d'interrogation des atomes est plus longue, ce qui diminue la largeur des franges de Ramsey (Figure I.2-6.b). De plus, la dispersion de vitesse atomique étant faible, le contraste des franges est plus net que dans le cas d'une horloge à atomes chauds (Figure I.2-6.a). Ainsi, ce type d'horloge permet de gagner un gain d'un facteur 100 par rapport à une horloge à jet thermique.

I.2.7 Cahier des charges d'une horloge atomique

Afin de déterminer précisément les besoins en sources lasers pour les horloges atomiques, nous différencierons l'horloge à jet thermique et les fontaines à atomes froids, du fait de la nécessité de refroidir les atomes pour cette dernière :

- Les horloges à jet thermique : utilisation d'atomes dit chauds (non-refroidis). Ce type d'horloge ne nécessite pas une forte puissance (environ 10 mW utile) qui est principalement utilisée lors de l'étape de préparation des atomes. La détection des atomes ne nécessite que de quelques mW. La contrainte sur la largeur de raie est également assez faible, de l'ordre du MHz, avec un taux de réjection des modes satellites (Side Mode Suppression Ratio en anglais, soit SMSR) supérieur à 25 dB.
- Le refroidissement d'atomes nécessite une forte puissance sur les atomes et dépend de la géométrie du refroidissement : elle peut aller de 50 mW (refroidissement isotrope) à 200 mW (gyromètre). Dans les horloges classiques à atomes froids, la puissance moyenne demandée aux lasers est de l'ordre de 300 à 500 mW. Les contraintes sur la largeur de raie et le SMSR sont identiques à celles des horloges à jet thermique.

I.3 L'interférométrie atomique : exemple d'un interféromètre à atomes de Rb (780 nm)

L'interférométrie atomique utilise les mêmes principes que l'interférométrie classique (optique) : l'interférence de deux ondes parcourant chacune un chemin différent. Grâce au développement de la physique quantique dans les années 1920, la dualité onde-corpuscule de la matière a permis de nombreuses avancées importantes de la physique. Les premières expériences d'interférométrie

utilisant des particules ont été réalisées en 1927 avec des électrons [23]. En 1952, toujours en utilisant des électrons, Marton [24] propose le premier interféromètre à ondes de matière basé sur une configuration Mach-Zender, où il utilise des couches cristallines comme lame séparatrice pour les électrons. L'utilisation d'un interféromètre à ondes de matière a ouvert la voie à la mesure de précision de nombreuses grandeurs (champ de pesanteur, vitesse de rotation de la terre, mesure de la seconde,...).

Le principe d'un interféromètre atomique (Figure I.3-2) est semblable à celui d'un interféromètre optique (Figure I.3-1) : le faisceau d'atomes est séparé en deux chemins distincts puis recombinaison afin d'interférer.

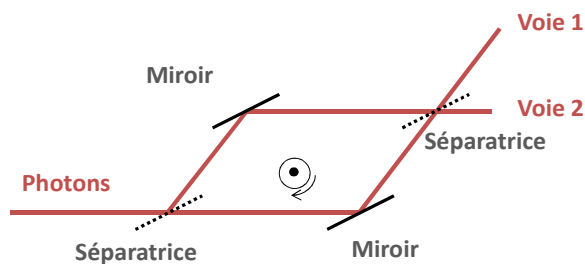


Figure I.3-1 : Interféromètre optique

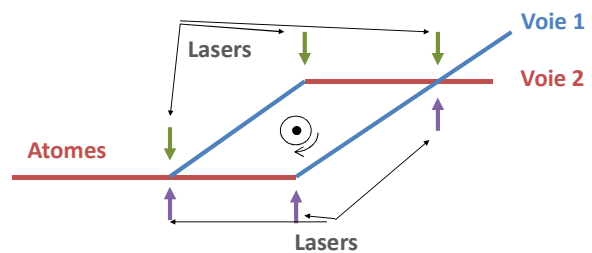


Figure I.3-2 : Interféromètre atomique

Néanmoins, à la différence des interféromètres optiques, les lames séparatrices et les miroirs standards ne sont pas utilisables pour les atomes : l'utilisation de lasers émettant des impulsions Raman permet de remplacer ces composants optiques.

I.3.1 La transition Raman stimulée

Le principe de la transition Raman est de mettre les atomes dans une superposition des deux niveaux d'énergie de l'état fondamental du Rb. Afin de réaliser cette superposition d'états, deux faisceaux lasers décalés en fréquence de l'écart de la transition horloge sont utilisés (Figure I.3-3).

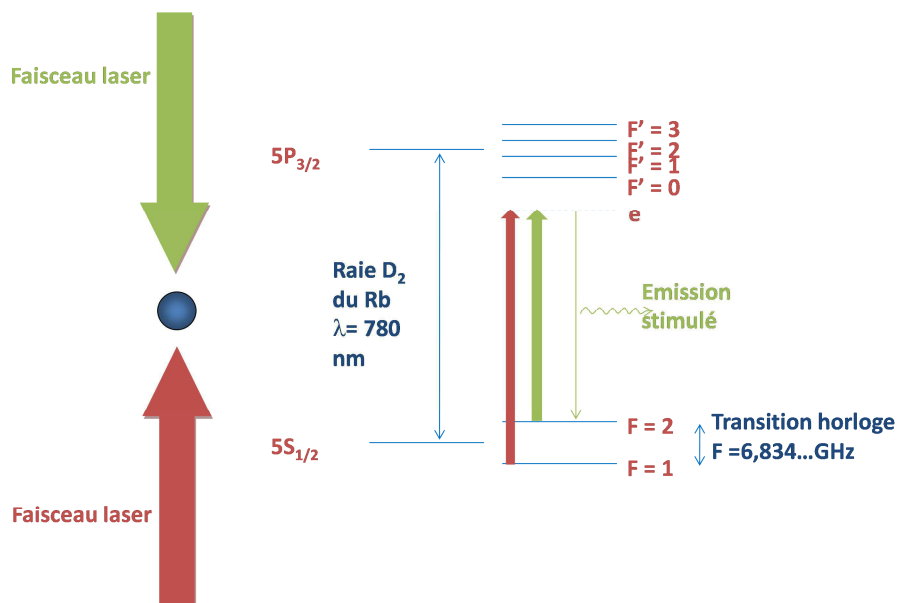


Figure I.3-3 : Principe de la transition Raman stimulée (exemple du rubidium)

La transition Raman stimulée consiste à faire passer un atome de $F=1$ à $F=2$ en utilisant un pseudo niveau excité (ici, le niveau e) [25], [26]. Le premier laser est accordé sur la transition $1 \rightarrow e$, ce qui permet d'exciter l'atome sur ce dernier. Le second laser, accordé sur la transition $2 \rightarrow e$, va forcer l'atome à se désexciter vers le niveau 2 en émettant un photon par émission stimulée. Le système étudié peut ainsi être considéré comme un système à deux niveaux classiques auxquels on vient ajouter un troisième niveau excité fictif : ce cycle de pompage est équivalent aux oscillations de Rabi.

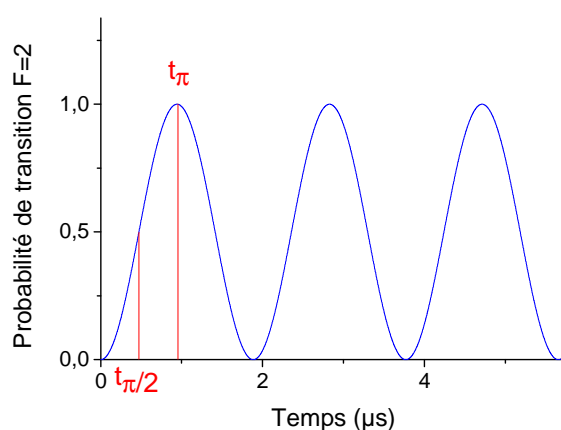


Figure I.3-4 : Probabilité de transition Raman stimulée de $F=1$ vers $F=2$

La Figure I.3-4 montre la probabilité de transition Raman stimulée d'un atome de Rb de $F=1$ vers $F=2$ en fonction du temps d'interaction avec les faisceaux lasers. Nous pouvons constater que pour une durée d'interaction plus longue que t_{π} , la probabilité de transition diminue. Cette diminution de la probabilité de transition s'explique par le fait qu'une fois l'atome en $F=2$, l'atome interagit toujours avec les faisceaux Raman, et ainsi, il répète le processus de transition pour peupler l'autre niveau fondamental. Par définition, la durée d'interaction de l'atome avec le faisceau permettant d'avoir une probabilité $\frac{1}{2}$ de transition est appelée impulsion $\pi/2$ tandis que celle permettant d'avoir une probabilité de 1 est appelée impulsion π .

Une autre conséquence de la transition Raman stimulée avec des faisceaux contrapropageant sera la modification de la trajectoire de l'atome (Figure I.3-5).

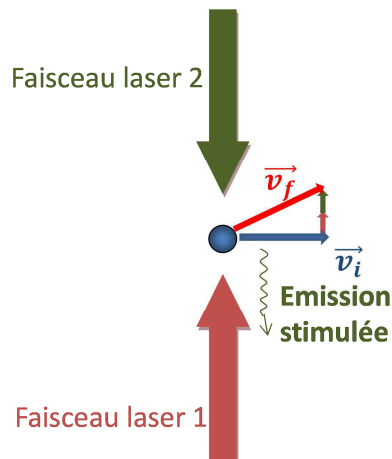


Figure I.3-5 : Schéma de principe de la modification de la trajectoire de l'atome par la transition Raman stimulée

En effet, l'atome, absorbant un photon du faisceau laser 1, subit également sa pression de radiation et donc un déplacement dans le sens de propagation du faisceau 1. De plus, le photon émis par l'atome, issu de l'émission stimulée provoquée par le faisceau 2, se propage dans le même sens que le faisceau 2. L'atome subit ainsi un déplacement, opposé à celui du photon émis, qui s'additionne avec le premier déplacement. Ainsi, l'atome se propageant initialement avec une vitesse \vec{v}_i , perpendiculaire aux faisceaux, voit sa trajectoire \vec{v}_f modifiée. Ce changement de trajectoire est l'une des clés permettant l'interférométrie atomique.

I.3.2 Principe de l'interférométrie atomique

L'interférométrie atomique est basée sur les mêmes principes que l'interférométrie optique : l'étude des interférences dues à la différence des phases entre chaque bras.

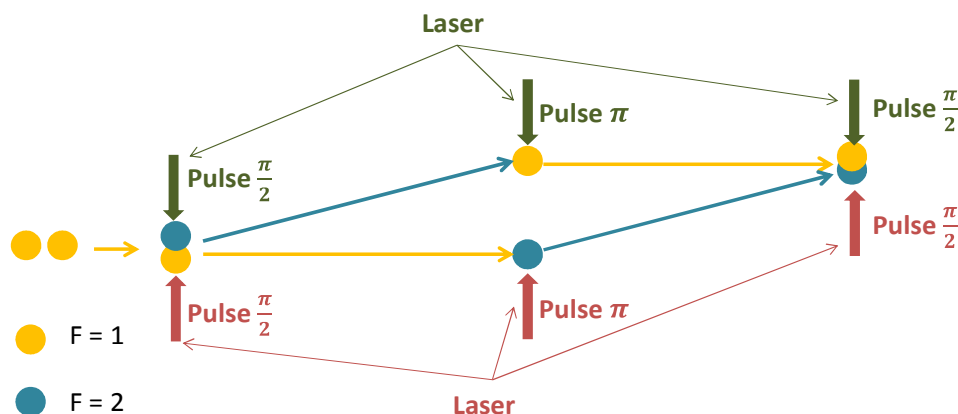


Figure I.3-6 : Schéma de principe de l'interférométrie atomique

Une fois la préparation des atomes effectuée (tous les atomes se retrouvent dans le niveau d'énergie $F=1$ du fondamental), ils sont envoyés dans l'interféromètre (Figure I.3-6) :

- Ils passent tout d'abord dans le premier couple de faisceaux laser créant une impulsion $\pi/2$. Ainsi, chaque atome se retrouve dans une superposition cohérente des états $F = 1$ et $F = 2$.

Chaque composante de cette superposition va suivre un chemin différent du fait de l'effet de recul de la transition Raman pour les atomes ayant transités.

- Les atomes continuent ensuite leurs chemins jusqu'au second couple de faisceaux laser qui, eux, produisent une impulsion π . Ainsi, tous les atomes transitent vers l'autre niveau d'énergie du fondamental, i.e. tous les atomes se trouvant en $F=2$ transitent vers $F=1$ tandis que ceux en $F=1$ passent en $F=2$. Les trajectoires des deux chemins s'en retrouvent modifiées et convergent entre-elles, permettant une recombinaison des paquets d'ondes atomiques au niveau du troisième couple de faisceaux lasers qui génère à nouveau une impulsion $\pi/2$ afin de recréer la superposition d'états.
- Suivant la configuration de l'interféromètre, l'étude de la différence de phase relative entre les deux chemins à la sortie de l'interféromètre permet de remonter à certaines grandeurs physiques telles que Ω (gyromètre), g (gravimètre), etc.

I.4 Cahier des charges et solutions technologiques

I.4.1 Raie D_1 , raie D_2 , intérêt de chaque transition

Pour le pompage optique d'atomes, deux types de transition peuvent être utilisées dans le cas du Rubidium ou du Césium : la raie D_1 et la raie D_2 . Chacune des raies a ses avantages et ses inconvénients. Ainsi, selon le type de transition, pompante ou cyclante, l'une ou l'autre est à favoriser :

- La raie D_1 du Rb (resp. Cs) présente l'avantage d'avoir ses deux états excités $F'=1$ et $F'=2$ (resp. $F'=3$ et $F'=4$) éloignés d'environ 860 MHz (resp. 1,16 GHz), ce qui diminue la probabilité d'exciter la mauvaise transition. En effet, dans le cas de la raie D_2 , les sous-niveaux sont très proches, typiquement 200 MHz, ce qui rend difficile l'adressage d'un seul sous-niveau sans exciter les sous-niveaux contigus. Néanmoins, la raie D_1 présente l'inconvénient de ne pas avoir de transition cyclante, ce qui la rend peu efficace pour une fonction de détection d'atomes par fluorescence ou par absorption.
- La raie D_2 présente l'avantage de posséder deux transitions cyclantes dans le cas du Rb et du Cs.

I.4.2 Rb/Cs : quel atome utiliser ?

Comme nous avons pu le voir, le Rb et le Cs, utilisant des longueurs d'onde différentes, sont classiquement (mais pas exclusivement) utilisés dans les expériences de physique atomique. Nous allons maintenant recenser les avantages à utiliser des atomes de Rb plutôt que de Cs et inversement.

Pour commencer, ces deux atomes présentent des transitions facilement accessibles par des sources lasers commerciales de type diode laser, ce qui explique qu'une grande partie des expériences de physique atomique utilise ces atomes.

L'atome de Césium est beaucoup plus réactif avec son environnement que l'atome de Rubidium. Ainsi, il attaque plus facilement et rapidement les colles des hublots de l'enceinte à vide le confinant, ce qui peut être critique en termes de vieillissement des expériences : l'attaque des collages pour les hublots des enceintes à vide (contenant les atomes) permettant le passage des faisceaux lasers peut engendrer des fuites importantes et dégrader grandement les expériences.

La masse de l'atome de Césium étant plus lourde que celle du Rubidium, pour une température atomique identique, le Rb présente une dispersion de vitesse supérieure à celle du Cs. Cette différence de vitesse implique donc une différence de taille des nuages d'atomes refroidis, surtout au

	Avantages	Inconvénients
Césium	<ul style="list-style-type: none">• Transitions facilement accessibles• Faible dispersion de vitesse	<ul style="list-style-type: none">• Atomes réactif avec son environnement• Déplacement collisionnel important
Rubidium	<ul style="list-style-type: none">• Transitions facilement accessibles• Faible déplacement collisionnel	<ul style="list-style-type: none">• Dispersion de vitesse importante

cours du déplacement dans des dispositifs tels que les fontaines à atomes où la taille des nuages d'atomes évolue en fonction de l'expérience. Dans ce cas, l'adaptation de la taille du faisceau à l'expérience (et donc de la densité de puissance optique) peut devenir un facteur important à prendre en compte pour l'expérimentateur.

Enfin, un paramètre important à prendre également en compte lorsqu'on réalise des horloges ou des capteurs atomiques est le déplacement de la fréquence de transition liée aux collisions entre atomes. Ceci est d'autant plus vrai dans le cas des atomes froids, où la densité atomique est élevée. Le déplacement collisionnel peut devenir un facteur limitant la stabilité et l'exactitude sur les mesures. Si l'on compare le déplacement collisionnel des atomes de Césium et de Rubidium [27], nous constatons que celui du Césium est environ 50 fois supérieur à celui du Rubidium. De ce fait, il est beaucoup plus simple de produire un condensat de Bose-Einstein avec du Rb qu'avec du Cs, ce qui peut être un argument important dans le choix de l'atome utilisé.

Tableau I-1 : Synthèse des avantages et inconvénients du Cs et du Rb

1.4.3 Sources optiques

Dans cette dernière partie, nous développerons deux paragraphes distincts sur les solutions optiques pour l'interaction lumière/atomes dans le cas du Cs et du Rb. La première portera sur les lasers développés pour les télécommunications à 1,56 μm doublés en fréquence afin d'obtenir le 780 nm. Ce type de dispositif est donc exclusivement réservé à l'atome de Rb. La seconde partie portera sur les diodes lasers émettant à 852 nm et 780 nm qui, bien que différentes de par leurs structures épitaxiales, proposent les mêmes types de solutions pour les deux longueurs d'ondes.

I.4.3.a Laser à 1,56 μm doublé en fréquence

L'avantage notable dans l'utilisation de sources lasers émettant aux longueurs d'onde des télécommunications (1,56 μm) réside dans le nombre important des développements de composants optiques depuis des dizaines d'années. En effet, il existe de nos jours une grande diversité de composants permettant d'augmenter la puissance des diodes (amplificateurs optiques à semiconducteurs de type SOA, RSOA, etc..) et d'obtenir des puissances optiques supérieures au watt, des modulateurs électro-optiques servant à créer des bandes latérales décalées de plusieurs GHz et des cristaux non-linéaires permettant de doubler la fréquence du laser, avec un taux de conversion important, afin d'atteindre la longueur d'onde du rubidium à 780 nm. Un autre intérêt de cette architecture est l'existence d'un grand nombre de composants fibrés, faciles à assembler, à remplacer et ne nécessitant pas d'alignement particulier contrairement au cas où la lumière se propage en espace libre.

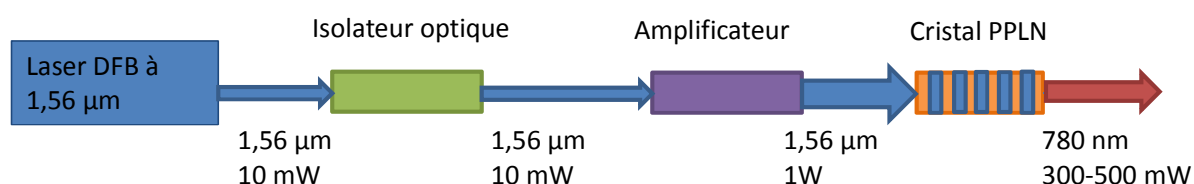


Figure I.4-1 : Principe du doublage de fréquence

Le principe du doublage de fréquence (Figure I.4-1) est le suivant : un laser DFB à 1,56 μm émet un faisceau d'environ une dizaine de mW qui traverse un isolateur optique, afin d'éviter les retours de lumière rétrodiffusée vers la diode, puis est amplifié par un dispositif de type SOA afin d'obtenir 1 W de puissance optique en sortie. Le faisceau traverse ensuite un cristal en PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) qui effectue le doublage de fréquence pour aboutir à une longueur d'onde de 780 nm avec une puissance optique comprise entre 350mW et 500 mW. Bien entendu, les puissances optiques décrites dans cette explication sont seulement données à titre indicatif, elles dépendent de chaque expérience et des composants utilisés (diode, SOA et cristal en PPLN). Généralement, un asservissement du DFB à 1,56 μm est réalisé afin de stabiliser sa fréquence. Pour cela, une partie du faisceau doublé à 780 nm est utilisée pour asservir la diode sur une transition du Rubidium par spectroscopie d'absorption saturée. Néanmoins, l'étage de doublage de fréquence présente l'inconvénient d'avoir une architecture encore complexe et sensible à l'environnement (vibrations mécaniques et fluctuations thermiques principalement).

I.4.3.b Diodes lasers à 780 nm et 852 nm

La longueur d'onde associée à l'atome de Césium étant de 852 nm ou 894 nm, mis à part les diodes lasers, il existe relativement peu de sources lasers pouvant être utilisées. Les diodes lasers à 852 nm et 894 nm montrent en effet d'excellentes performances en termes de puissance optique et de largeur de raie. Ces performances sont en passe d'être transposées à 780 nm.

Pour les diodes lasers, il existe actuellement deux voies de développements parallèles des structures : les structures épitaxiées en AlGaAs et les structures sans aluminium dans la zone active. C'est cette seconde voie que nous suivons au sein du III-V Lab car elle présente plusieurs avantages :

très peu d'oxydation et une meilleure fiabilité du fait de l'absence d'aluminium (cf. chapitre II). La première filière est suivie notamment par quelques laboratoires allemands tels que le Ferdinand-Braun-Institut (FBH) qui valorise ses composants en les commercialisant par le biais de sa « spin-off » Eagleyard Photonics. Actuellement, ce laboratoire a démontré les meilleures performances mondiales pour les composants à 780 nm [28] et 852 nm [29] que ce soit en terme de puissance optique (plus de 250 mW) ou en termes de finesse spectrale (< 500 kHz) pour les lasers DFB. Néanmoins, comme nous venons de le dire, la présence d'aluminium dans la structure, notamment dans la zone active du laser, peut engendrer des dégradations rapides des composants et nuire à leur fiabilité. Il existe bien entendu d'autres sociétés développant des diodes lasers aux deux longueurs d'onde : en Allemagne, la société Nanoplus GmbH développe des structures ayant un réseau latéral, ce qui a l'avantage d'éviter les reprises d'épitaxie étant donné que le réseau est gravé sur le ruban servant de guide d'onde. L'originalité de cette technique présente néanmoins l'inconvénient d'avoir de fortes pertes optiques et donc une faible puissance d'émission (de 5 à 10 mW). Il existe également la société japonaise Yokogawa, développant des lasers DBR (Distributed Bragg Reflection), CST en Ecosse et Modulight en Suède. Quant aux Etats-Unis, JDS Uniphase (qui a racheté la société SDL) propose des diodes lasers Fabry-Perot utilisables dans les cavités étendues à 852 nm.

Enfin, le III-V Lab propose depuis 2006 des diodes lasers émettant à 852 nm pour le pompage du Césium et développe des diodes émettant à 780 nm, sujet principal de cette thèse.

La source laser la plus courante dans les laboratoires à ces longueurs d'onde est le laser en cavité étendue qui présente de faibles largeurs de raie pour des puissances optiques de l'ordre de 30 à 70 mW.

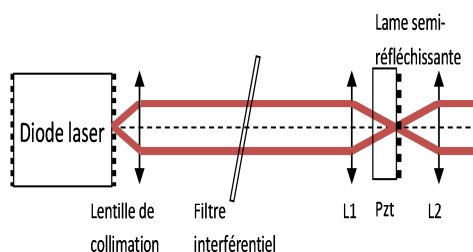


Figure I.4-2 : Schéma de principe d'un laser à cavité étendue

Un laser en cavité étendue (LCE) est composé d'une diode Fabry-Perot, monomode transverse et multimode longitudinal (voir chapitre II et III), ayant une très faible réflectivité sur la facette de sortie de la diode (et donc une forte réflectivité sur l'autre facette de la diode). Le faisceau émis traverse un filtre interférentiel qui vient sélectionner la longueur d'onde voulue (en l'occurrence 780 nm) et renvoie partiellement le faisceau dans la diode laser afin d'amplifier l'émission à cette longueur d'onde bien précise.

Comme nous le verrons plus tard dans le chapitre III, la largeur de raie du laser dépendant de la longueur de la cavité formée par la diode et la lame semi-réfléchissante, elle est donc relativement faible, comprise entre 10 kHz et 100 kHz.

Pour des expériences ne nécessitant pas une grande puissance (détection, préparation), la puissance émise par le LCE, de l'ordre de 30 à 70 mW, est généralement suffisante. Néanmoins, dans le cadre

d'expériences nécessitant des puissances optiques supérieures à celles émises par le LCE, il est nécessaire d'ajouter un amplificateur optique. Actuellement, deux types d'amplificateurs sont utilisés dans les laboratoires : l'utilisation d'une diode laser injectée optiquement et l'utilisation d'un amplificateur optique en semiconducteur intégré dans un dispositif MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Les diodes lasers injectées optiquement par le LCE (appelées diodes esclaves) montrent une bonne qualité de faisceau et permettent de délivrer des puissances de l'ordre de 200 à 300 mW. Néanmoins, il existe une compétition de gain dans la diode esclave, entre son mode propre et celui injecté, issu du laser maître (typiquement un laser LCE ou un laser DFB).

Pour les dispositifs de type MOPA, l'amplificateur n'a pas de problème de mise en phase du fait de son absence de cavité. Ces dispositifs peuvent délivrer des puissances allant jusqu'à 1 ou 2 W mais avec une qualité de faisceau dégradée, ce qui nécessite une remise en forme du faisceau de sortie.

Néanmoins, dans le cadre d'une spatialisation des horloges atomiques au Cs, l'utilisation des LCE est plus compliquée au vu de l'instabilité mécanique et vibrationnelle de ses composants. Ainsi, l'utilisation d'une diode laser à contre-réaction répartie (DFB), objet monolithique, en remplacement des LCE, est une bonne alternative. De plus, dans le cadre des activités spatiales, la consommation électrique des composants doit être la plus faible possible, ce qui favorise également l'utilisation de diodes lasers DFB. Rappelons que ces composants ont des puissances optiques supérieures à la centaine de mW et des largeurs de raie inférieures au MHz rendant possible leur utilisation dans les dispositifs de type horloges atomiques.

I.5 Conclusion du premier chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté sommairement les différents phénomènes et expériences utilisant des atomes pompés optiquement. Nous avons pu découvrir le fonctionnement d'une horloge à jets thermiques utilisant des atomes de Césium.

Dans le cas de dispositifs à jet thermique, le cahier des charges concernant la source optique ne nécessite pas beaucoup de puissance pour chaque étape et la contrainte sur la largeur de raie est relativement souple (de l'ordre du MHz).

Dans le cadre du refroidissement d'atomes et des expériences utilisant l'interférométrie atomique, les contraintes sur les sources optiques sont beaucoup plus importantes : forte puissance (pouvant aller de 200 mW à 1 W) et faible largeur de raie (pouvant être inférieure à 200 kHz). Ces contraintes peuvent devenir problématiques quant au choix de la source optique à utiliser (diode laser DFB, LCE, laser doublé en fréquence, MOPA,...). Néanmoins, dans le cadre de systèmes optiques intégrés, l'intégration d'un maximum de fonctions optiques telles que le filtre interférentiel, dans un composant monolithique comme la diode laser DFB, présente un avantage non négligeable en termes de coûts et de consommation électrique.

Références

1. 13ème conférence générale des poids et mesure, Resolution1, CR, 103. Métrologia, 1968. 4: p. 43.
2. F.X. Esnault and Al., *Reaching a few $10^{-13} \text{ t}^{-1/2}$ stability level with a compact cold atom clock*. Proc of EFTF, 2008.
3. S. Guerandel and Al., *Raman-Ramsey interaction for Coherent Population Trapping Cs clock*. IEEE Trans. Instr. and Meas., 2007. **56**(2): p. 383-387.
4. G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde,,A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, C. Salomon, *"Quantum projection noise in an atomic fountain : a high stability caesium frequency standard"*, Physical Review Letters, Vol 82, n°23, pp. 4619-4622, June 1999
5. A. Peters, S. Chu, *High precision gravity measurements using atom interferometry*. Metrologia, 2001. **38**: p. 25-61.
6. Q. Bordart, S. Merlet, N. malossi, F. Pereira dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin, *"A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam"*, Applied Physics Letters 96, 134101 (2010)
7. J. Le Gouët, T.E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin , F. Pereira Dos Santos, *"Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter"*, Applied Physics B, **92**, pp. 133-144, 2008.
8. A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, *"Accelerometer using atomic waves for space applications"*, in Atom Optics and Space Physics, Proceedings of the Enrico Fermi International School of Physics "Enrico Fermi," Course CLXVIII, Varenna, 2007
9. V. Hermann, P. Berthoud and al, OSCC project : *A space Cs beam optically pumped atomic clock for Galileo*. Proc of EFTF, 2007: p. 77-80.
10. Keith, D.W., *An interferometer for atoms*. Phys. Rev. lett., 1991. **66**: p. 2693-2696.
11. A. Kastler, *Méthodes optiques d'étude de la resonance magnétique*. Physica, 1951, 17(3), p. 191-204
12. G. Avila, *State selection in a caesium beam by laser diode optical pumping*. Phys. Rev. A, 1987. 36(8): p. 3719-3728.
13. Dong-Hai Yang, Yi-Qiu Wang, *Detection by cycling transition in an optically pumped cesium beam frequency standard*. Optics Communications, 1989. 73(4), p.285-288.
14. C.S. Adam, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Prog. Quant. Electr., 1997. 21: p. 1-79.
15. M. Kasewitch & al, *Atomic velocity selection using Stimulated Raman transition*, Phys. Rev. Lett. 66(18), p. 2297-2300.
16. Sources Wikipédia, *Histoire de la seconde*.

17. 13ème conférence générale des poids et mesure, Resolution1, CR, 103. *Métrologia*, 1968. **4**: p. 43.
18. Time Cesium 4500, datasheet Symmetricom, www.symmetricom.com
19. A. Makdissi, E. de Clercq, *Evaluation of the optical pumped cesium beam primary frequency standard of BNM-LPTF*, *Metrologia*, 38 :409–425, 2001
20. Y. Sortais and Al., *Cold atoms clocks*. *Physica Scripta*, 2001. **T95**: p. 50-57.
21. N. Ramsey, *A molecular beam resonance method with separated oscillating fields*. *Phys. Rev.*, 1950. **78**: p. 695-699.
22. C. Davisson and Al., *The scattering of electrons by a single crystal of nickel*. *Nature*, 1927. **119**: p. 558-560.
23. B. Marton and Al., *Electron interferometer*. *Phys. Rev*, 1952. **85**: p. 1057.
24. M. Kasevich, *Atom interferometry using simulated Raman transitions*. *Phys. Rev. Lett.*, 1991. **67**: p. 181-184.
25. 31. M. Weitz, *Atomic interferometer based on adiabatic population transfert*. *Phys. Rev. Lett.*, 1994. **73**: p. 2563-2565.
26. S. Kokkelmans, *Predictions for laser cooled Rb clocks*. *Phys. Rev. A*, 1997. **56**: p. R4389
27. A. Klehr, O. Brox, F. Bugge, G. Erbert, T-P. Nguyen and G. Tränkle, *High-power 894nm monolithic distributed feedback laser*. *Optics Express*, 2007.
28. T-P. Nguyen, O. Brox, G. Erbert and G. Tränkle, *200kHz linewidth of 780nm high-power distributed feedback diode laser*. *Lasers and Electr-optics*, 2007. proceedings of CLEO.

Chapitre II : Lasers à semiconducteurs

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents paramètres pertinents permettant de modéliser, concevoir et réaliser une structure laser. Nous commencerons dans la première partie de ce chapitre par un rappel théorique général sur les diodes lasers à semiconducteurs. Puis, dans une seconde partie, nous nous pencherons sur la modélisation d'une structure laser, en partant d'une structure de type laser large puis une structure de type laser à ruban étroit permettant de rendre le faisceau monomode transverse. Nous terminerons cette seconde partie par la simulation d'un laser à contre-réaction répartie (ou DFB, «Distributed FeedBack») en intégrant un réseau de Bragg dans la structure laser.

II.1 Rappels théoriques sur les diodes lasers

II.1.1 Principe général du laser

Le principe du laser (Figure II.1-1) repose sur l'utilisation de deux systèmes complémentaires : un système amplificateur et un système de contre-réaction formant un résonateur. L'amplificateur utilise le processus d'émission stimulée par inversion de la population électronique entre la bande de valence et celle de conduction. Le résonateur est généralement composé de deux miroirs encadrant les sorties optiques de l'amplificateur afin de réinjecter une partie de la lumière produite dans l'amplificateur et ainsi, favoriser l'émission stimulée. Pour favoriser l'émission laser, les deux miroirs peuvent avoir des coefficients de réflectivité différents, le premier ayant une réflectivité totale (R_1) tandis que le second est semi-réfléchissant (R_2) permettant ainsi à une partie de la lumière produite de s'échapper du système.

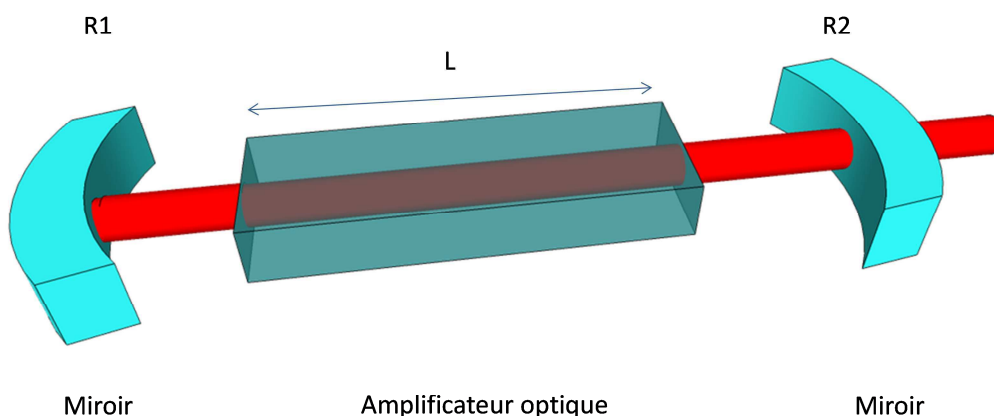


Figure II.1-1 : Schéma d'un amplificateur optique dans une cavité résonnante

II.1.1.a Inversion de population

Un facteur primordial pour avoir une émission laser porte sur la condition d'oscillation laser de la cavité. Un des premiers critères pour obtenir cette condition d'oscillation porte sur l'inversion de

population et l'amplification optique. En effet, pour qu'il y ait une amplification du rayonnement lors de sa traversée du milieu optique, il faut que le nombre d'émissions stimulées par unité de temps soit supérieur à celui de l'absorption. Il doit donc y avoir d'avantage de porteurs dans le niveau N_2 que dans le niveau N_1 .

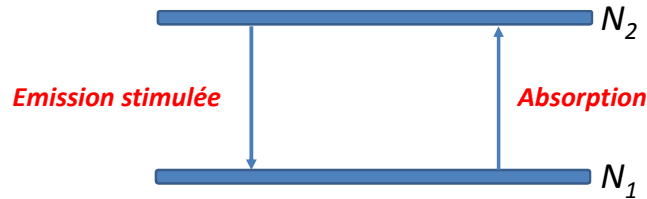


Figure II.1-2 : Schéma d'un système à deux niveaux

D'après la loi de Boltzmann, l'équilibre thermodynamique donne :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}} \quad \text{II-1}$$

avec E_2 et E_1 respectivement l'énergie du niveau N_2 et N_1 .

Lorsque le rayonnement est très intense, ce qui est le cas dans les structures lasers, l'émission spontanée est négligeable devant l'émission stimulée, ce qui permet d'écrire l'évolution du nombre de porteurs sur N_2 comme :

$$\frac{dN_2}{dt} \propto (N_1 - N_2) \quad \text{II-2}$$

Cette équation d'évolution permet de discerner trois phases :

- Si $N_1 > N_2$, alors N_2 croît jusqu'à l'égalisation des populations.
- Quand $N_1 = N_2$, alors le milieu devient transparent et l'amplification peut alors commencer.
- Si $N_1 < N_2$, alors N_2 décroît.

Il est donc impossible dans un système à deux niveaux d'obtenir une inversion de population.

Ici, nous n'étudierons de façon qualitative que le cas classique d'inversion de population pour un système à 4 niveaux (Figure II.1-3).

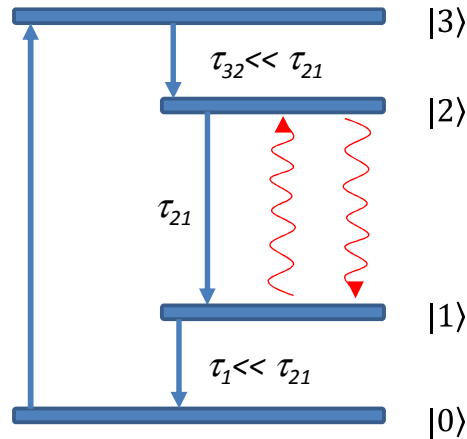


Figure II.1-3 : Schéma d'un système à 4 niveaux

Dans les diodes lasers à puits quantiques, que l'on peut représenter plus simplement comme un système à quatre niveaux, l'inversion de population est réalisée facilement :

- Le niveau $|3\rangle$ est utilisé comme injecteur pour le niveau $|2\rangle$. En effet, le temps de vie des porteurs sur le niveau $|3\rangle$ étant beaucoup plus petit que celui du niveau $|2\rangle$, les électrons se trouvant dessus vont se désexciter (le plus souvent par émissions de phonons) très rapidement jusqu'au niveau $|2\rangle$.
- Le niveau $|0\rangle$ est utilisé pour vider le niveau $|1\rangle$ très rapidement car le temps de vie τ_1 de la transition $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ est très court par rapport à τ_{21} .
- Ainsi, grâce aux niveaux $|3\rangle$ et $|0\rangle$, nous pouvons remplir (vider) très rapidement le niveau $|2\rangle$ ($|1\rangle$) et donc réaliser l'inversion de population permettant d'avoir l'effet laser.

II.1.1.b Condition d'oscillation

Le gain d'un amplificateur optique peut s'écrire comme le rapport de l'intensité optique de sortie (I_s) sur l'intensité optique entrant (I_e), soit [1] :

$$G = \frac{I_s}{I_e} \cong \exp(gL) \quad \text{II-3}$$

avec g , le gain matériau, L la longueur de l'amplificateur.

Un matériau laser contenant une certaine densité de population inversée agit donc comme un amplificateur. Ainsi, il s'agit de lui réinjecter le signal amplifié à son entrée par une contre-réaction optique pour obtenir l'oscillation laser.

Considérons pour commencer un amplificateur de longueur L (Figure II.1-4) dont les surfaces d'entrée Me et de sortie Ms sont couvertes de miroirs de coefficient de transmission et de réflexion en amplitude respectivement (t_e, r_e) et (t_s, r_s) . On suppose aussi que ce milieu perd des photons, soit par processus d'absorption, soit par diffusion, diffraction,... : ces différents mécanismes sont décrits par un coefficient d'atténuation en intensité α_i qu'on appelle pertes internes et qui est exprimé en cm^{-1} .

Prenons ensuite une onde électromagnétique $E = t_e E_0 e^{i(\omega t - kx)}$ partant du miroir Me ($x=0$) et se propageant dans la structure :

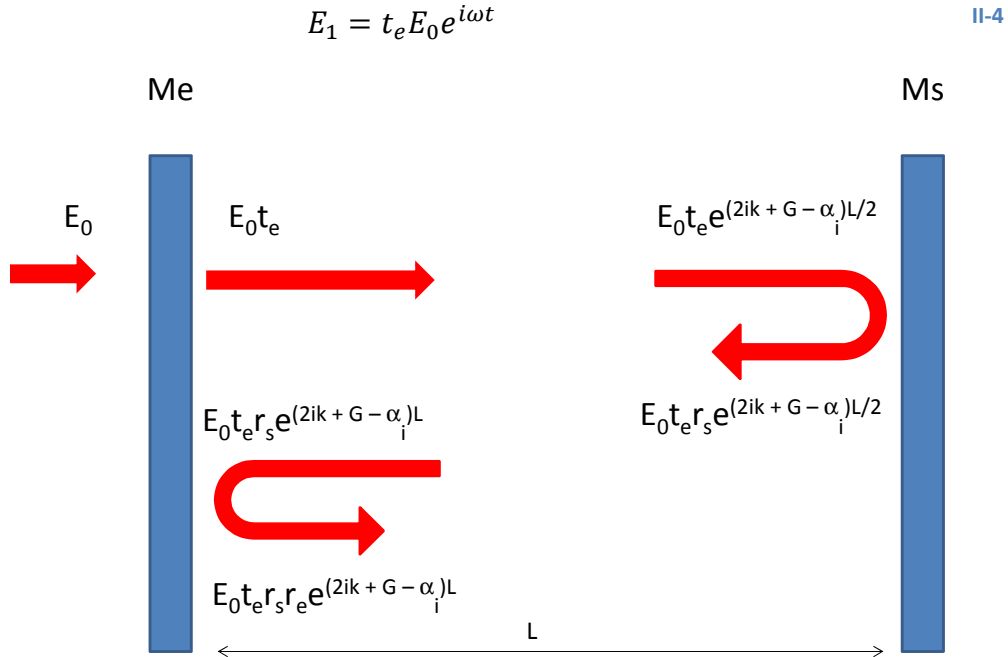


Figure II.1-4 : Mécanisme d'établissement de l'oscillation laser dans une cavité

En arrivant sur le miroir Ms, l'intensité de l'onde est multipliée par $e^{(G - \alpha_i)L}$ alors que son amplitude est multipliée seulement par $e^{(G - \alpha_i)\frac{L}{2}}$ et par le déphasage e^{ikL} . Celle-ci est ensuite partiellement réfléchie du facteur r_s sur le miroir et repart vers le miroir Me en étant à nouveau amplifiée et déphasée sur L et est également partiellement réfléchie du facteur r_e avant de repartir vers Ms continuant le va et vient dans la cavité. En repartant de Me, l'équation de l'onde électromagnétique est :

$$E_2 = t_e r_e r_s E_0 e^{-i\omega t} e^{(G - \alpha_i)L} e^{i2kL} \quad \text{II-5}$$

Au final, le signal sur le miroir d'entrée, dans la cavité, s'écrit comme la somme des E_1, E_2, \dots :

$$E_2 = E_0 t_e e^{i\omega t} \left[1 + r_e r_s e^{(G - \alpha_i)L} e^{i2kL} + (r_e r_s e^{(G - \alpha_i)L} e^{i2kL})^2 + \dots \right] \quad \text{II-6}$$

Le calcul de cette somme est trivial et donne :

$$E_2 = E_0 t_e \frac{e^{i\omega t}}{1 - r_e r_s e^{(G - \alpha_i)L} e^{i2kL}} \quad \text{II-7}$$

On peut constater que le champ électromagnétique devient divergent lorsque le dénominateur s'annule : c'est la condition d'oscillation laser.

Ainsi, il y a deux conditions à remplir pour obtenir une oscillation laser :

- L'inversion de population permettant au milieu d'amplifier le nombre de photons dans la cavité résonnante
- Une condition d'oscillation laser

Le gain du milieu devant surpasser les diverses pertes de la cavité (transmission des miroirs, pertes internes), il s'en suit que :

$$|r_e r_s| e^{(G - \alpha_i)L} > 1$$

Il existe donc une condition de gain à partir de laquelle le laser se met à osciller spontanément :

$$G = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{|r_e r_s|} \right) = \alpha_t \quad \text{II-8}$$

où α_t sont les pertes totales du système. Le terme en $\frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{|r_e r_s|} \right)$ représente les pertes miroirs de la cavité α_m .

On peut remarquer tout de suite que le gain est bloqué à cette valeur puisque l'équation II-7 montre que cette valeur ne peut être dépassée.

L'amplificateur optique étant centré à une longueur d'onde spécifique, le gain diminue dès lors qu'on s'écarte de la fréquence résonnante.

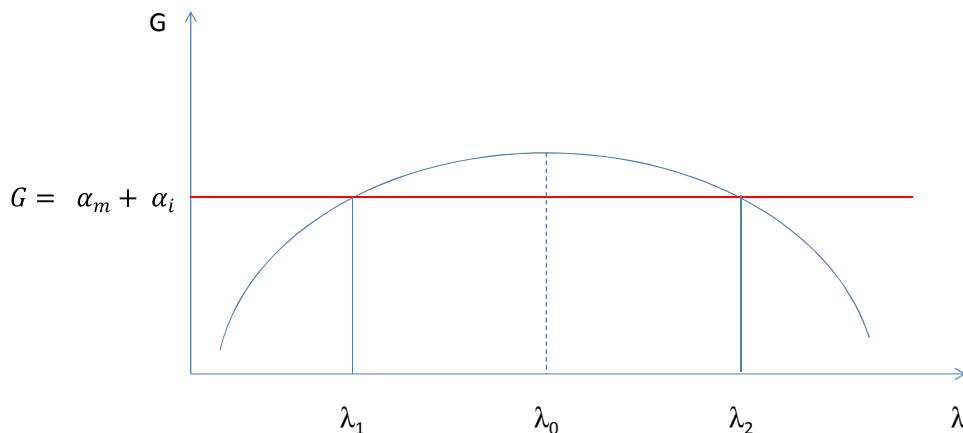


Figure II.1-5 : Courbe de gain en fonction de la longueur d'onde

Ainsi, toutes les longueurs d'onde (Figure II.1-5) comprises entre λ_1 et λ_2 répondent à la condition d'oscillation.

II.1.1.c Accord de phase

Le second paramètre d'une cavité laser repose sur le principe d'accord de phase : la structure de la cavité fait interférer les ondes progressives et contrapropageantes entre elles. Cela donne une distribution de maxima en fonction de la longueur d'onde au sein de la cavité, qui définit la condition de phase.

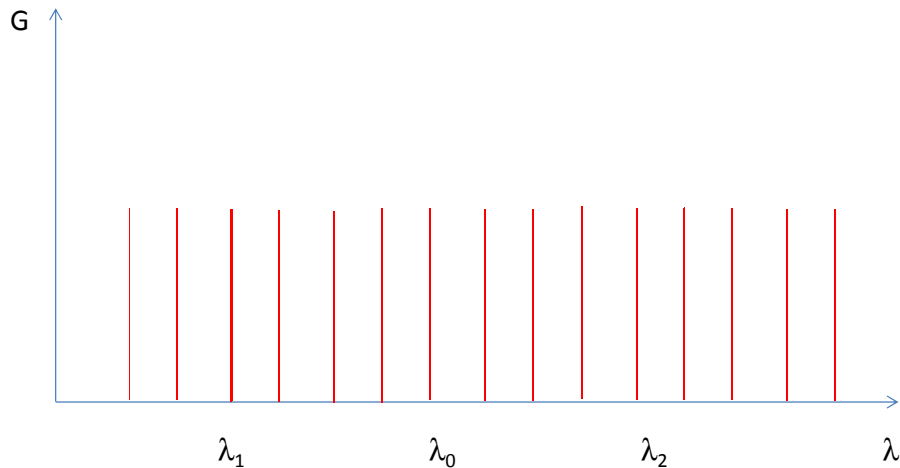


Figure II.1-6 : Accord de phase

Dans une cavité laser, on peut montrer que les modes longitudinaux ω_p de la cavité s'écrivent :

$$\omega_p = p 2\pi \frac{c}{L} \quad \text{II-9}$$

où p est un nombre entier, c la vitesse de la lumière dans la cavité et L la longueur de la cavité.

Ainsi, seuls les modes longitudinaux respectant les conditions II-8 et II-9 participent à l'émission stimulée engendrant l'effet laser.

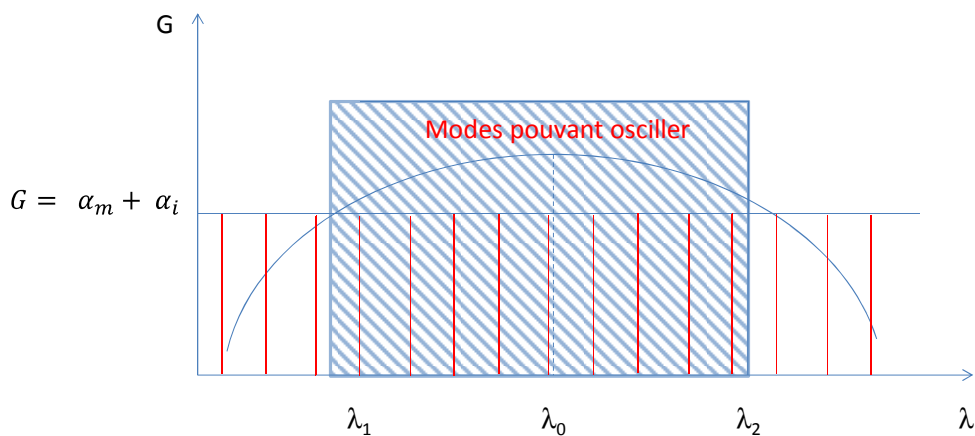


Figure II.1-7 : Oscillation laser

II.1.2 Principe d'une diode laser à semiconducteurs

II.1.2.a Jonction P-N ou homojonction

Une diode laser à semiconducteur utilise une jonction de type P-N¹ pour émettre de la lumière. Pour obtenir une émission laser, il est nécessaire d'avoir une inversion de population. A

¹ Pour rappel, le dopage N consiste à rajouter des atomes ayant un seul électron sur leur dernier niveau (colonne I du tableau de Mendeleïev) tandis qu'un dopage P consiste à rajouter des atomes où il manque un électron sur le dernier niveau, c'est ce qu'on appelle un trou.

l'équilibre, c'est-à-dire sans excitation externe, le niveau de Fermi dans la diode est constant (Figure II.1-8).

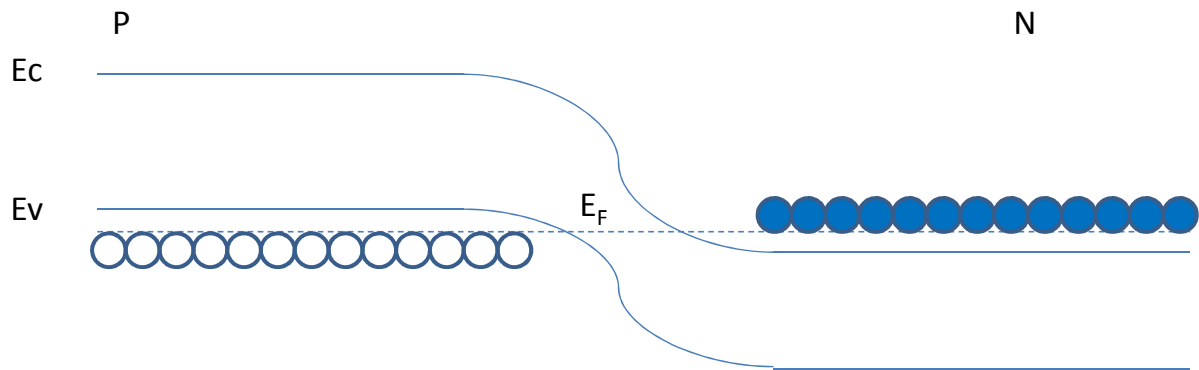


Figure II.1-8 : Structure de bande d'une jonction p-n à l'équilibre

Quand on applique une tension de polarisation directe sur la diode, cela abaisse la barrière de potentiel et décale les niveaux de Fermi, permettant ainsi l'injection de trou et d'électron dans la jonction.

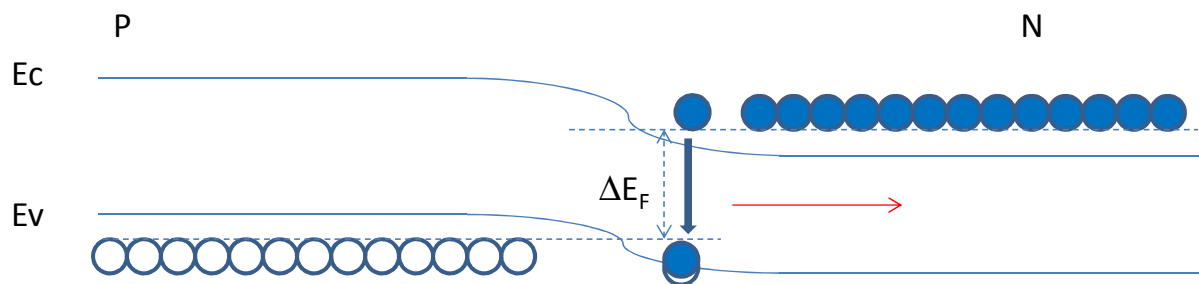


Figure II.1-9 : Structure de bande d'une jonction p-n sous tension

A partir d'une tension seuil, l'injection de porteurs est suffisante pour obtenir l'inversion de population (Figure II.1-9). Par diffusion des porteurs jusqu'à la zone de déplétion (entre la zone dopée P et la zone dopée N), les porteurs se recombinent en émettant un photon ayant une énergie égale à la différence d'énergie de Fermi de la bande de conduction et de la bande de valence (ΔE_F).

Le principal inconvénient de l'homojonction (jonction P-N) est la largeur importante de la zone de recombinaison et donc la nécessité d'un courant d'injection important. A partir de cette considération, les chercheurs ont développé les hétérostructures simples et doubles avec des largeurs typiques de zone active allant de 0,1 à 1 μm .

II.1.2.b Structure à puits quantiques ou hétérojonction

II.1.2.b.i Principe de fonctionnement

Il est nécessaire de créer une importante densité de paires électrons-trous avec un courant d'injection modéré pour éviter l'échauffement et le vieillissement prématuré du composant. Ceci n'est possible qu'en confinant les porteurs au voisinage immédiat de la jonction. Pour réaliser cet objectif, l'homojonction classique P-N a été remplacée par un empilement de trois couches (Figure II.1-10) à dopages différents (P-I-N), I étant la zone intrinsèque de largeur très faible devant la

longueur de diffusion des porteurs ($\sim 0,1\mu\text{m}$). Cet assemblage, appelé double hétérostructure, assure le confinement des porteurs suivant la direction perpendiculaire à l'empilement des couches.

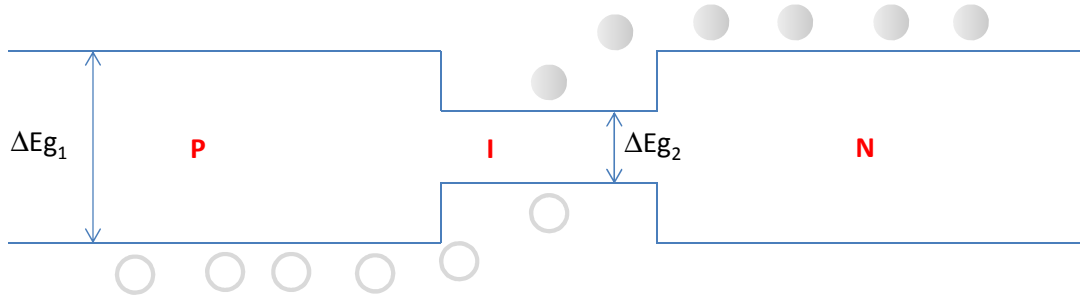


Figure II.1-10 : Hétérojonction P-I-N

De part et d'autre de la zone intrinsèque, nous avons des barrières qui empêchent à l'équilibre le passage des électrons de la zone N, et le passage des trous de la zone P vers la zone I grâce à la présence d'une énergie de gap plus élevée (ΔE_{g1}). Lors de l'application d'un potentiel suffisant sur une telle structure, la différence de niveau d'énergie entre les barrières diminue, permettant d'une part le passage des électrons de la zone N vers la zone I et d'autre part celui des trous de la zone P vers la zone I également. La diffusion des porteurs s'arrête alors dans cette zone I, les autres barrières de potentiel étant trop élevées pour être franchies (la barrière P-I bloque les électrons et la barrière N-I bloque les trous). Les porteurs confinés dans cette zone I n'ont d'autre solution que de se recombiner entre eux.

Le matériau de la zone I est choisi de telle sorte qu'il soit à gap direct permettant ainsi une émission. La composition du matériau I est déterminée pour avoir une valeur de gap (ΔE_{g2}) correspondant à la longueur d'onde d'émission souhaitée.

De plus, l'utilisation d'une zone I très fine (de l'ordre de la dizaine de nm) permet de confiner d'autant plus les porteurs dans la zone et lève la dégénérescence des niveaux d'énergies selon l'axe de confinement. Ce type de structure est appelé puits quantique.

II.1.2.b.ii Calcul des niveaux d'énergies d'un puits quantique

Dans un puits quantique, les électrons voient un puits de potentiel approximativement carré avec des barrières de hauteur finie (Figure II.1-11).

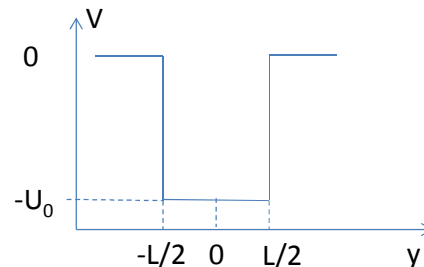


Figure II.1-11 : Puits de potentiel carré à barrières finies

L'équation de Schrödinger se résout très facilement pour ce type de profil de potentiel :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}) \varphi(\vec{r}, t) = -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(\vec{r}, t)$$

où

$$V(\vec{r}) = \begin{cases} -U_0, & |y| < \frac{L}{2} \\ 0, & |y| > \frac{L}{2} \end{cases} \quad \text{II-11}$$

Puisque le hamiltonien ne dépend pas explicitement du temps, on peut chercher des solutions sous la forme d'états stationnaires, i.e. pour lesquels les fonctions d'onde peuvent s'écrire :

$$\varphi(\vec{r}, t) = \varphi(\vec{r}) e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \quad \text{II-12}$$

Et $\varphi(\vec{r})$ et E sont respectivement les fonctions propres et les valeurs propres de l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi(\vec{r}) + V(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) = E \varphi(\vec{r}) \quad \text{II-13}$$

Ainsi, en résolvant l'équation II-13, on obtient les énergies propres du puits :

$$E_n = -U_0 + \frac{1}{2m} \left(\frac{n\pi\hbar}{L} \right)^2 \quad \text{II-14}$$

Les énergies propres situées entre $-U_0$ et 0 sont quantifiées tandis qu'il existe un continuum de niveaux d'énergie supérieure à 0. De plus, le confinement des porteurs n'étant réalisé que selon la direction y, chaque niveau d'énergie est dégénéré. Le calcul de la densité d'états permet de déterminer le nombre d'états présents dans chaque niveau d'énergie.

II.1.2.b.iii Calcul de la densité d'états.

Suivant le confinement donné pour une particule (3D, 2D, 1D ou 0D), la densité d'état varie différemment. Dans chaque cas, les expressions des densités d'états $\rho(E)$ sont données dans le tableau suivant :

Matériau « bulk » (3D)	$\rho_{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \frac{(2m^*)^{3/2}}{\hbar^3} \sqrt{E}$
Puits quantique (2D)	$\rho_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}$
Fils quantique (1D)	$\rho_{1D}(E) = \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{E}}$
Quantum dots (0D)	$\rho_{0D}(E) = \sum_{i=0}^n \delta(E - E_i)$

Tableau II-1 : Expression des densités d'états selon le confinement

Nous pouvons remarquer que dans le cas des puits quantiques, la densité d'états est indépendante du niveau d'énergie. Ainsi, les porteurs sont concentrés sur un seul niveau énergétique ce qui a pour effet de faire participer un maximum de porteurs injectés à l'émission laser par rapport à l'utilisation d'une couche épaisse.

II.1.2.b.iv Quasi-niveaux de Fermi et condition de Bernard-Durrafourg

Le milieu amplificateur de la diode laser étant constitué de fermions (ils ont un spin demi=entier), les porteurs (électrons et trous) obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Le niveau de Fermi, énergie caractéristique décrivant l'énergie du dernier état électronique peuplé (à température nulle), représente le potentiel chimique du système. Son positionnement dans le diagramme de bande dépend donc de la population dans ces mêmes bandes. Intrinsèquement, pour les semi-conducteurs, le niveau de Fermi se trouve environ au centre de la bande interdite qui sépare la bande de conduction de la bande de valence.

La position du niveau de Fermi par rapport à la bande de conduction et de valence ne dépendant que des densités de porteurs ainsi que des densités effectives d'états d'électrons et de trous, ces dernières ne dépendent, elles, que des masses effectives et de la température dans le matériau considéré. Ainsi, lorsque les densités de porteurs sont supérieures aux densités effectives d'états, le niveau de Fermi pénètre à l'intérieur des bandes.

Le fonctionnement de la diode laser se faisant hors équilibre (application d'une tension en direct), cela génère un courant d'alimentation qui modifie les populations d'électrons et de trous. Dans un modèle simple, la densité volumique de porteurs par rapport au courant est donné par :

$$n = \frac{J\tau}{qd} \quad \text{II-15}$$

avec n la densité volumique de porteurs, J la densité de courant, q la charge du porteur, d l'épaisseur de la zone de recombinaison (en l'occurrence le puits quantique) et τ est la constante de temps des processus de recombinaisons (radiatives et non-radiatives).

Cette équation (II-15) montre qu'il suffit d'augmenter le courant injecté pour augmenter la population électronique et donc atteindre l'inversion de population à partir d'un certain point de courant.

Lorsqu'on applique une tension, on « brise » l'énergie de Fermi en deux quasi-niveaux de Fermi distants d'une quantité eV dont leurs positions dépendront du dopage (p ou n). Quand on augmente le courant, les quasi-niveaux de Fermi se rapprochent respectivement de la bande de conduction (E_{fn}) et de la bande de valence (E_{fp}). Leurs positions respectives dans le puits peuvent être données par l'équation (II-16) suivante :

$$E_{fn} = E_c + \frac{\pi\hbar^2}{2m_c} n$$

$$E_{fp} = E_v + \frac{\pi\hbar^2}{2m_v} p \quad \text{II-16}$$

où E_c et E_v sont les niveaux d'énergie des bandes de valence et de conduction, m_c et m_v les masses effectives des électrons et des trous dans le matériau considéré, et n et p les densités volumiques de porteurs amenées par le courant.

En fonction de la position des quasi-niveaux de Fermi, on peut distinguer plusieurs régimes :

- Les quasi-niveaux de Fermi sont dans la bande interdite : le semi-conducteur est alors absorbant pour toutes les énergies de photons supérieures à l'énergie de la bande interdite.
- Les quasi-niveaux de Fermi atteignent les bandes de valence et de conduction : le seuil de transparence est atteint pour les photons dont l'énergie est égale à l'énergie de bande interdite.
- Les quasi-niveaux de Fermi sont situés dans les bandes de valence et de conduction. Alors, seuls les photons dont l'énergie $h\nu$ vérifie la condition de Bernard-Durrafourg :

$$E_g < h\nu \leq E_{fn} - E_{fp} \quad \text{II-17}$$

subissent une amplification optique.

II.1.2.b.v Dégénérescence de la bande de valence

Dans un matériau massif, le calcul des bandes d'énergies montre que la bande de valence est dégénérée au centre de la zone de Brillouin. Cette dégénérescence est traduite par le fait que la bande de valence est caractérisée par deux types de porteurs ayant des masses effectives différentes. Ainsi, on appelle trous lourds (hh), les porteurs de la bande de valence ayant la masse effective la plus grande et trous légers (lh), ceux dont la masse effective est la plus petite.

Cette distinction des porteurs de la bande de valence n'est pas sans conséquence car la recombinaison d'un trou lourd avec un électron de la bande de conduction implique l'émission d'un photon ayant une polarisation spécifique tandis que la recombinaison d'un trou léger avec un électron aura une autre polarisation. On peut résumer la polarisation de la lumière émise selon le type de transition par le tableau suivant :

	TM ($E//z$)	TE ($E \perp z$)
hh \rightarrow e	0	$1/\sqrt{2}$
lh \rightarrow e	$\sqrt{2}/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{6}$

Tableau II-2 : Règles de sélection de la polarisation et du type de trous

Néanmoins, l'action d'une contrainte sur un matériau massif permet de lever la dégénérescence de la bande de valence. En effet, en contraignant le matériau, le calcul des bandes s'en trouve perturbé (par cassure de symétrie) et donc, selon la contrainte appliquée, un type de transition sera favorisé (lh-e ou hh-e) et donc une polarisation [2]. Un autre avantage de l'utilisation de puits contraint est l'augmentation du gain différentiel, plus élevé dans ce type de structure, et donc de la bande passante du laser [3]. Enfin, les puits contraints permettent également de réduire la largeur de raie dans le cas de laser DFB [4, 5].

Il existe deux types de contrainte dans un matériau (Figure II.1-12) : la contrainte en tension, favorisant une transition (lh-e), impliquant une émission polarisée TM, et la contrainte en compression, pour une transition (hh-e), donnant une émission polarisée principalement TE.

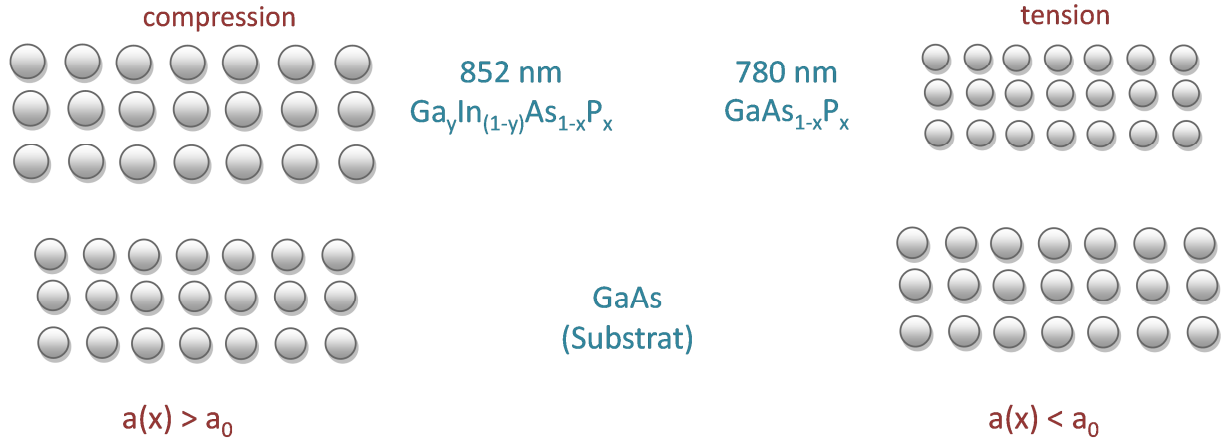


Figure II.1-12 : Schéma des contraintes d'un matériau sur GaAs

La contrainte sur un matériau dépend de la différence de son paramètre de maille ($a(x)$) par rapport à celui du substrat sur lequel il est épitaxié (ici, a_0 pour le GaAs).

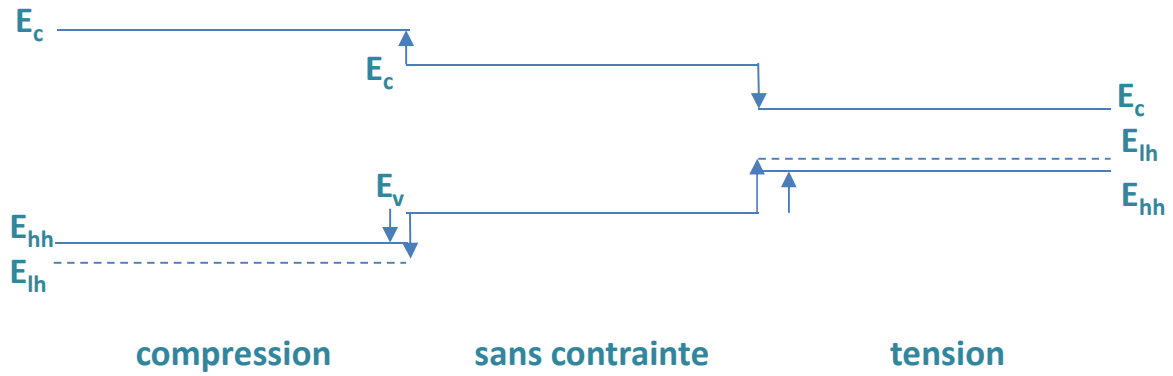


Figure II.1-13 : Evolution du diagramme de bandes d'un semiconducteur en fonction de la contrainte

En analysant la structure de bande selon la contrainte (Figure II.1-13), nous pouvons observer qu'un matériau contraint en compression favorisera une transition de type hh- \rightarrow e, i.e. une émission de la lumière polarisé TE. A contrario, un matériau contraint en tension favorisera plutôt une transition de type lh- \rightarrow e, soit une émission de lumière polarisée TM. Dans nos structures à 780 nm, le puits quantique est contraint en tension.

De plus, dans un puits quantique, du fait du confinement des porteurs, une première levée de dégénérescence de la bande de valence est effectuée. En effet, si l'on regarde l'équation de Schrödinger pour la bande de valence prenant en compte les fonctions d'onde de chaque type de porteurs, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \left[-\frac{d}{dz} \frac{\hbar^2}{2m_{hh}^*} \frac{d}{dz} + V(z) \right] \xi_n^{hh}(z) &= \varepsilon_n^{hh} \xi_n^{hh}(z) \\ \left[-\frac{d}{dz} \frac{\hbar^2}{2m_{lh}^*} \frac{d}{dz} + V(z) \right] \xi_n^{lh}(z) &= \varepsilon_n^{lh} \xi_n^{lh}(z) \end{aligned} \quad \text{II-18}$$

Où $(\xi_n^{lh}(z), \varepsilon_n^{lh})$ et $(\xi_n^{hh}(z), \varepsilon_n^{hh})$ sont respectivement les fonctions d'onde et énergies propres des trous légers et des trous lourds et $V(z)$ le potentiel du puits quantique.

Nous pouvons donc remarquer que dans le cas d'un puits quantique, la différence de masse effective entre les trous lourds et les trous légers implique une différence d'énergie propre pour le mode fondamental. Ainsi, la dégénérescence de la bande de valence est levée au centre de la zone de Brillouin.

Généralement, dans le cas des puits quantiques, les deux processus de levée de dégénérescence de la bande de valence participent simultanément. L'ordre de grandeur de chaque phénomène dépendant des paramètres intrinsèques de la structure (force du confinement électronique et désaccord de maille), il faut étudier les deux phénomènes pour savoir quel type de transition sera actif. De plus, ces critères sont surtout valables au centre de la zone de Brillouin et ne prennent pas en compte les recombinaisons qui se situent plus près des bords de zone.

II.1.3 Mécanisme de recombinaison électrons-trous

Dans un puits quantique, il existe deux types de recombinaison des porteurs : les recombinaisons radiatives (émission spontanée, émission stimulée) et les recombinaisons non-radiatives (émission Auger, recombinaison Shockley-Read-Hall).

II.1.3.a Recombinaisons radiatives

Il existe trois différentes sortes de recombinaisons radiatives (Figure II.1-14) : l'émission spontanée, l'émission stimulée et l'absorption.

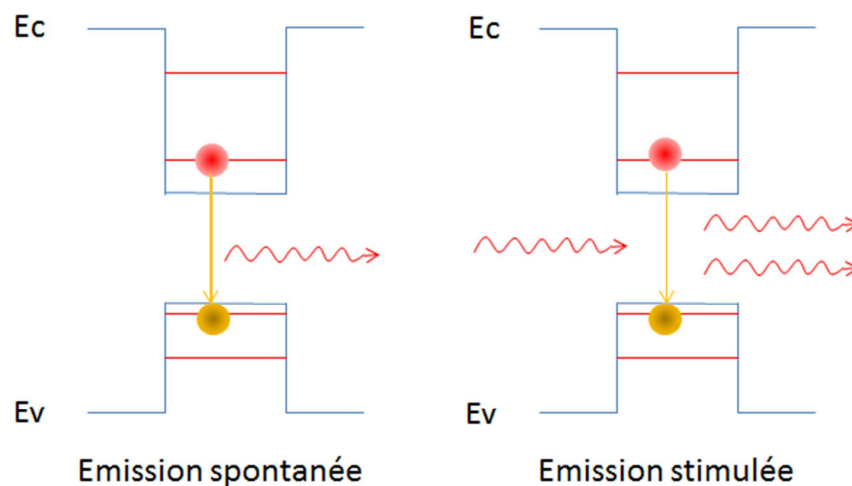


Figure II.1-14 : Schéma des différents types de recombinaisons radiatives

II.1.3.a.i L'émission spontanée

En règle générale, le phénomène d'émission spontanée est décrit ainsi : quand un atome (ou un électron) est excité vers un niveau de plus haute énergie, i.e. par l'absorption d'un photon, il peut après un certain temps retourner spontanément dans son niveau initial, ou un niveau intermédiaire,

en relâchant de l'énergie sous la forme d'un photon se propageant de façon aléatoire. L'émission spontanée est un phénomène purement quantique pouvant être décrit de façon semi-classique comme une émission stimulée par le bruit du vide, i.e. par les fluctuations du champ optique dans le vide. La théorie du rayonnement quantique explique l'émission spontanée comme l'interaction entre un atome dans un état stationnaire (décrit par le modèle de Hilbert) et l'action d'un potentiel électromagnétique (représenté par les états de Fock).

Dans le cas d'une diode laser inter-bandes, le niveau excité de la transition est représenté par le niveau fondamental électronique du puits quantique tandis que le niveau fondamental sera celui de la bande de valence (bande des trous lourds ou légers). L'émission spontanée est surtout utilisée dans les composants tels que les diodes électroluminescentes (LED).

On peut calculer le taux d'émission spontanée (et donc un temps de vie associé) d'un état d'énergie du puits quantique :

$$\tau_{sp} = |\langle \varphi_c | \vec{r} | \varphi_v \rangle|^2 \quad \text{II-19}$$

II.1.3.a.ii L'émission stimulée

Il est également possible que l'émission de photon dans le puits quantique soit stimulée par un photon « incident » s'il a une énergie adéquate, i.e. l'énergie de la transition. Dans ce cas, on parle d'émission stimulée et le photon émis possède les mêmes propriétés optiques que le photon « incident » : phase et sens de propagation sont identiques. Le gain d'un laser étant bloqué lorsqu'on atteint le seuil de l'émission laser, le nombre moyen de porteurs sur la bande de conduction est constant. Ainsi, pour garder ce nombre constant malgré l'augmentation de l'injection de porteurs, le taux d'émission stimulée augmente avec le courant.

II.1.3.b Les processus de recombinaison non-radiatif

II.1.3.b.i La recombinaison Auger

La recombinaison Auger est due à l'interaction électron-électron, dans laquelle un électron se recombine avec un trou en transférant l'énergie ainsi gagnée à un autre électron sous forme d'énergie cinétique. Ce processus est intrinsèque et ne nécessite pas la participation de défauts ou impuretés. Le processus de génération correspondant est l'ionisation par impact : un électron d'énergie cinétique suffisante peut créer une paire électron-trou en donnant son énergie à un électron de la bande de valence, qui est alors promu dans la bande de conduction. Ce processus est caractérisé par le terme $C_{Aug} N^2$ dépendant explicitement de la densité de porteurs et qui se réalise pour des densités de porteurs importantes.

II.1.3.b.ii Recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH)

La recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) est un processus de recombinaison entre un électron et un trou d'états d'énergie localisés (encore appelé centre piège) créés par des impuretés présentes dans le matériau. Un électron (respectivement un trou) est capturé par une impureté contenant au préalable un trou (respectivement un électron), ce qui entraîne la disparition d'une paire électron-

trou. Loin de l'équilibre et à fort pompage, les recombinaisons SRH sont caractérisées par un taux de la forme $A_{nr}N$ proportionnel à la densité de porteurs.

II.1.4 Evolution de la densité de porteurs dans les diodes lasers.

Dans les diodes lasers à hétérojonction, l'évolution de la densité de porteurs dépend de plusieurs paramètres correspondant à différentes étapes de l'émission laser. Le système ne peut pas être décrit comme un système à l'équilibre et donc sa résolution peut s'avérer critique. Néanmoins, l'étude des équations de ce système permet de comprendre son fonctionnement intrinsèque. Ainsi, notre approche du système restera relativement qualitative, le détail des calculs et des approximations se trouvant très facilement dans la littérature. Les équations d'évolution pouvant décrire la dynamique d'une cavité laser sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= \frac{J}{qd} - \frac{n}{\tau_{tot}} - c'g(n)(n - n_0)s \\ \frac{ds}{dt} &= c'\Gamma g(n)(n - n_0)s - \frac{s}{\tau_c} + \gamma_{stim}\end{aligned}\quad \text{II-20}$$

où n est la densité de porteurs, n_0 la densité de porteurs à la transparence, J la densité surfacique de courant, q la charge du porteur, d l'épaisseur du puits quantique, c' la vitesse de groupe des photons, g le gain différentiel, s la densité de photons dans la cavité, Γ le recouvrement du mode sur le puits quantique et τ_c le temps de vie des photons dans la cavité. Le terme τ_{tot} représente le taux total de transition comprenant les termes de transitions radiatives et non radiatives. Il s'écrit comme :

$$\tau_{tot} = \frac{1}{(A_{nr} + B)n + C_{Aug}n^2}\quad \text{II-21}$$

On retrouve dans cette expression les termes A_{nr} et C_{Aug} représentant respectivement les coefficients pour les recombinaisons Shockley-Read-Hall et les recombinaisons Auger. Le terme B est le coefficient de recombinaison moléculaire, proportionnel au taux d'émission spontanée. Il représente donc le taux de recombinaison radiatif de la structure.

En négligeant les fluctuations temporelles de la densité de porteur n et du flux de photons s et donc en se plaçant dans un régime stationnaire, les équations peuvent se réécrire :

$$\begin{aligned}\frac{J}{qd} &= \frac{n}{\tau_{tot}} - c'g(n)(n - n_0)s \\ \frac{s}{\tau_c} &= c'\Gamma g(n)(n - n_0)s + \gamma_{stim}\end{aligned}\quad \text{II-22}$$

A partir de cela, nous pouvons distinguer plusieurs régimes de fonctionnement :

- Lorsque le gain est négatif, tous les photons émis par émission spontanée dans le puits sont aussitôt réabsorbés dans la structure. Il n'y a donc aucun flux de photon émis : $s = 0$. Il faut donc augmenter la densité de porteurs suffisamment pour que le gain devienne non nul. Le passage du gain par 0 est traduite par une densité de porteurs n_0 qui est appelée densité de porteurs à la transparence. Elle est généralement caractérisée par sa densité de courant associée, J_0 , qui est appelée densité de courant de transparence. C'est ce dernier paramètre

qui est étudié dans nos structures pour évaluer les performances internes de la structure laser.

- Lorsque le gain du laser devient positif, l'émission spontanée commence à être émise mais reste tout de même négligeable. Ainsi, le comportement du laser est traduit par l'expression :

$$\frac{J}{qd} = \frac{N}{\tau_{tot}} \quad \text{II-23}$$

- Au seuil de l'émission laser, le gain de la structure égalise les pertes (miroirs et internes). Ainsi le terme en $\Gamma g(N)(N - N_0)$ est égal aux pertes de la structure, soit :

$$\Gamma g(N_{seuil})(N_{seuil} - N_0) = \alpha_i + \alpha_m \quad \text{II-24}$$

Or le temps de vie des photons dans la cavité s'exprime comme :

$$\frac{1}{\tau_c} = c'(\alpha_i + \alpha_m) \quad \text{II-25}$$

Nous pouvons donc réécrire l'équation décrivant le flux de photons (II-22) comme :

$$s = \frac{\gamma_{stim}}{c'((\alpha_i + \alpha_m) - \Gamma g(N)(N - N_0))} \quad \text{II-26}$$

- Cette dernière équation montre un phénomène important qui caractérise les diodes lasers : le blocage de la densité de porteurs au seuil. En effet, au seuil, le dénominateur est nul (voir II-24 et II-25) et donc le flux de photons devient infini. En réalité, la densité de porteurs tend vers cette valeur de densité de porteurs au seuil sans jamais vraiment l'atteindre : la densité de porteurs est donc limitée par sa valeur au seuil. La seconde conséquence est pour le gain : en effet, comme le gain laser dépend de la densité de porteurs, alors au seuil, le gain est bloqué.

L'équation sur la densité de courant peut donc s'écrire au-dessus du seuil de l'émission laser comme :

$$\frac{J}{qd} = \frac{n_{seuil}}{\tau_{tot}} + \frac{(\alpha_i + \alpha_m)}{\Gamma} (n_{seuil} - n_0)s \quad \text{II-27}$$

Cette expression montre bien qu'au-dessus du seuil, la densité de photons varie proportionnellement à la densité de courant.

II.1.5 Relation puissance optique – courant d'injection

Afin d'augmenter la clarté et pour simplifier la compréhension de l'évolution de la puissance optique émise par le laser en fonction de l'injection du courant, nous pouvons réécrire l'équation II-27 comme :

$$P = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \frac{h\nu}{q} (I - I_{seuil}) \quad \text{II-28}$$

avec η_i le rendement quantique interne qui prend en compte tous les mécanismes de fuite des porteurs dans la structure.

En posant $\eta_{ext} = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}$, on obtient le rendement quantique externe. Cependant, lors de mesure de composant, l'expérimentateur trouvera plus simple d'utiliser le rendement différentiel externe qui par définition est :

$$\eta_{diff} = \eta_{ext} \frac{h\nu}{q} \quad \text{II-29}$$

Ainsi, la relation entre la puissance émise par le laser et le courant injecté dans la structure devient triviale :

$$P = \eta_{diff} (I - I_{seuil}) \quad \text{II-30}$$

II.2 Matériaux et guide d'onde

Après avoir présenté dans la première partie de ce chapitre les aspects théoriques du fonctionnement des lasers à puits quantique, nous nous concentrerons principalement à la simulation de structures laser émettant à 780 nm dans cette seconde partie. Le type de structure étudié est une hétérostructure à confinement séparé (SCH pour Separate Confinement Heterostructure). Ce type de structure est très utile, lorsqu'on utilise des puits quantiques, pour confiner à la fois les porteurs et le mode optique. En effet, on a vu dans le paragraphe II.1.2.b que l'utilisation d'un puits quantique permet un bon confinement des porteurs. Mais, la faible largeur du puits quantique utilisé (typiquement de l'ordre de 100 Å) implique un guide d'onde très étroit qui n'admet l'existence d'aucun mode optique dans sa cavité (Figure II.2-1-a).

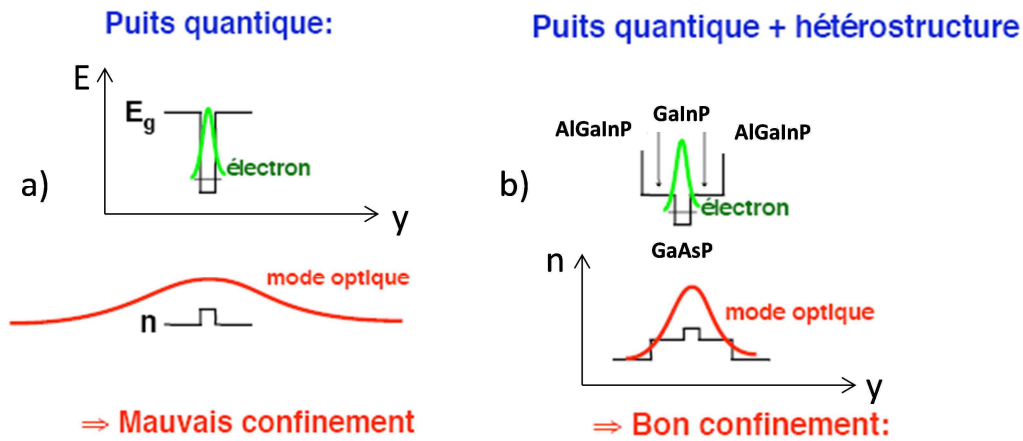


Figure II.2-1 : Confinements électronique et optique a) d'une structure à un puits quantique b) d'une structure de type SCH

Pour pallier ce problème de confinement du mode optique tout en conservant celui des porteurs par l'utilisation de puits quantique, un nouveau type de structure permettant les deux confinements a été développé: la structure SCH. Par l'utilisation de matériaux ayant des indices optiques différents, on peut créer un guide optique selon l'empilement des couches du laser permettant ainsi le confinement optique de la lumière produite dans le puits quantique (Figure II.2-1-b).

Avant de continuer plus loin dans notre étude, explicitons d'abord les termes concernant les diodes lasers que lecteur sera amené à rencontrer dans la suite du manuscrit.

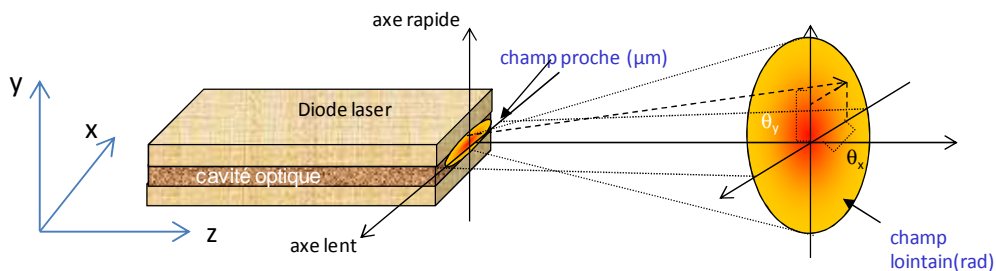


Figure II.2-2 : Schéma d'un laser avec ses champs proche et lointain

Comme nous pouvons le voir sur la Figure II.2-2, l'axe rapide est l'axe perpendiculaire au plan des couches épitaxiées, tandis que l'axe lent est parallèle à ce plan. Nous définirons exactement les champs proche et lointain plus loin dans le manuscrit mais notons tout de même que le champ proche peut être vu comme le champ du faisceau sur la facette du laser (sans astigmatisme) tandis que le champ lointain représente la divergence du faisceau.

II.2.1 Choix des matériaux

Pour définir la structure SCH, le choix des matériaux est un critère essentiel afin que les deux confinements soient les plus adaptés. Plus généralement, les diodes lasers sont développées pour des applications nécessitant un fonctionnement de longue durée. Ainsi, leur durée de vie et leur fiabilité doivent être les plus longues possibles.

Dans un souci de clarté pour la suite de la lecture, le Tableau II-3 présente rapidement les matériaux utilisés lors de cette thèse.

Matériau	Eg (eV)	Indice optique à 780 nm
GaAs	1.4	3.7
GaInP [6]	1.8-1.9	3.34
GaAsP [7]	1.61	3.56
AlGaInP [6]	2.1	3.27
GaInAsP [7]	1.63	3.49

Tableau II-3 : Présentation des matériaux utilisés à 780 nm

II.2.1 Les matériaux sans aluminium

Un critère des plus importants dans la conception de structures laser est le fait d'assurer une haute fiabilité du composant. Les applications visées par ces sources lasers sont les horloges et les senseurs inertiels atomiques, notamment dans un contexte de spatialisation. Dans ce contexte, il est impératif d'assurer une fiabilité et une durée de vie très importantes (pour rappel, une mission de type GALILEO dure 15 ans). Le choix des matériaux de la région active (puits et cavité optique) est alors crucial. Le choix qui a guidé le laboratoire est basé sur l'expérience acquise dans la réalisation de structures lasers sans aluminium [8, 9, 10]. En effet des études comparatives suivant les matériaux ont été effectuées et ont démontré les excellents résultats des structures sans aluminium [11, 12, 13, 14, 15].

Les études de fiabilité de lasers à semi-conducteurs montrent qu'il existe trois types de dégradations [16]:

- Dégradation lente
- Dégradation rapide : phénomène caractérisé par une augmentation rapide du courant de fonctionnement de la diode laser lorsque celle-ci fonctionne à puissance constante. On associe ce type de dégradation à la formation de lignes de dislocation appelées lignes noires [17]. Au niveau de ces lignes noires, se créent des centres de recombinaisons non radiatives et dont l'importance augmente avec le temps de fonctionnement (processus irréversible).
- Dégradation soudaine (ou catastrophique) : phénomène d'échauffement local sur la facette ou interne à la structure provoquant une destruction par fusion.

Les études réalisées ont démontré que les matériaux sans aluminium sont moins sensibles aux dégradations rapides. Par ailleurs, un système de matériaux avec aluminium se dégrade du fait de l'oxydation de l'aluminium qui forme un composant stable avec l'oxygène. Afin de minimiser ces effets néfastes, il est nécessaire d'optimiser les conditions de croissance des matériaux. Par ailleurs, la présence d'aluminium dans la région active au niveau des facettes, risque également d'être un inconvénient du fait de l'oxydation de la facette à ce niveau. En effet, si les miroirs ne sont pas protégés de l'oxygène de l'atmosphère, une couche d'oxyde se forme alors sur la surface de l'échantillon et des lacunes entre l'oxyde et le matériau semi-conducteur vont se créer et former également des centres de recombinaisons non radiatives. Ce phénomène provoque une dégradation des paramètres de fonctionnement (courant de seuil, puissance du laser), mais également accélère

l'apparition de dégradation catastrophique des miroirs. En effet une recombinaison non radiative au niveau de la facette va provoquer un échauffement local de la facette. Lorsque cette température locale dépasse un seuil critique, il y a emballement thermique conduisant à la fusion du matériau et donc à la destruction de la facette localement (Figure II.2-3). Ce phénomène est appelé COMD (Catastrophic Optical Mirror Damage). Or, les études de fiabilité ont démontré des densités de puissance de COMD plus importantes dans le cas de matériaux sans aluminium.

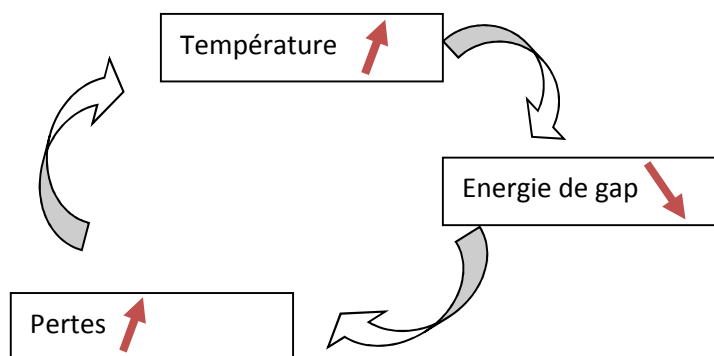


Figure II.2-3 : Schéma de la dégradation catastrophique

Dans le Tableau II-4 sont reportées les valeurs de densité de puissance de COMD en fonction du matériau utilisé pour la zone active. La région active qui est généralement sans aluminium également comprend à la fois le puits et la cavité optique. Nous observons bien une nette protection au COMD en utilisant des matériaux sans aluminium (InGaAsP, GaAsP), d'où nos choix pour les structures à 780 nm (GaAsP et GaInP).

Matériau de la zone active	$D_{\text{COMD CW}}$ (MW/cm ²)
InGaAsP	18-19
GaAsP	11
AlGaAs (7%)	8
AlGaAs (13%)	5

Tableau II-4 : Densité de COMD en fonction du matériau [18,19]

Cependant, pour revenir à l'oxydation des facettes, il est possible de protéger les miroirs de l'atmosphère ambiante. En effet, en déposant un diélectrique sur les facettes (généralement antireflet sur la facette de sortie et haute réflectivité sur l'autre), nous protégeons les miroirs et également nous réduisons la densité d'états d'interface en comblant les liaisons pendantes. Il est impératif pour les structures AlGaAs de réaliser ces dépôts sous vide afin d'éviter tout contact (même bref) de la facette avec l'air ambiant. Néanmoins, une étape préalable de passivation spécifique des facettes est nécessaire à réaliser avant tout dépôt de traitements AR et HR. L'utilisation de

matériaux à base d'aluminium impose donc un contrôle, que ce soit au niveau de la croissance mais également lors des étapes technologiques, d'une non-exposition à l'oxygène des matériaux, ce qui rend les étapes technologiques plus contraignantes. Ces procédés sont compliqués et incitent donc à la réalisation d'une structure sans aluminium.

II.2.2 Guide d'onde

Comme nous avons pu commencer à le voir, la lumière émise par le puits quantique se propage dans la région active (composée du puits quantique et des couches formant la cavité optique) d'un laser à semiconducteurs. Cette région active fonctionne comme un guide d'onde qui confine et sélectionne le mode spatial du faisceau, déterminant ainsi la forme du faisceau à la sortie du laser. Pour toutes les applications de pompage atomique, le faisceau laser doit être monomode transverse, i.e., n'avoir qu'un seul mode spatial émettant dans les deux directions de l'espace (perpendiculaire et parallèle au plan des couches).

II.2.2.a Guidage par l'indice

Nous rappellerons que le champ électrique d'une onde électromagnétique dans un milieu neutre ($j = 0$ et $\rho = 0$) d'indice $n(\mathbf{r})$ est solution de l'équation de propagation issue des équations de Maxwell :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \mu_0 \varepsilon_0 n^2(\vec{r}) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad \text{II-31}$$

En supposant que l'onde électromagnétique possède une fréquence radiale ω , et en considérant la géométrie donnée par la Figure II.2-4 où l'onde est progressive le long de l'axe Oz, on peut écrire alors l'équation II-31 comme :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \vec{E}(x, y) + (k^2 + n^2(\vec{r}) - \beta^2) \vec{E}(x, y) = 0 \quad \text{II-32}$$

où $k = \omega/c$ et β est la constante de propagation de l'onde telle que

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(x, y) e^{-i\beta z} \quad \text{II-33}$$

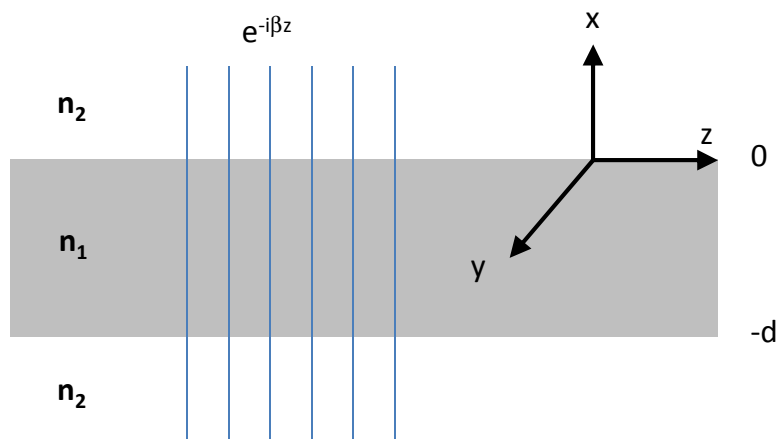


Figure II.2-4 : Géométrie du guide d'onde plan

Le lecteur pourra aisément résoudre le problème en prenant l'hypothèse que l'onde ne présente pas de variation le long de l'axe y , i.e. que $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ et en supposant l'unicité de la constante de propagation β . L'équation se sépare donc en trois équations :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x) + (k^2 n_2^2 - \beta^2) E(x) &= 0 & x > 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x) + (k^2 n_1^2 - \beta^2) E(x) &= 0 & -d < x < 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x) + (k^2 n_2^2 - \beta^2) E(x) &= 0 & -d > x \end{aligned} \quad \text{II-34}$$

A partir de là, nous pouvons commencer à analyser les valeurs respectives des différents paramètres :

- Si $\beta > kn_1$, $k^2 n_1^2 - \beta^2$ est négatif, quel que soit x , les solutions de II-34 présentent une divergence exponentielle ce qui n'est, bien sûr, pas physique.
- Si $kn_2 < \beta < kn_1$, alors l'amplitude $E(x)$ est sinusoïdale dans le guide et exponentiellement décroissante à l'extérieur : ce sont les modes guidés.
- Enfin, si $\beta < kn_2$, les solutions sont sinusoïdales partout : les ondes « fuient » hors du guide. Ce sont les modes de rayonnement du guide qui correspondent à la situation où le rayon lumineux est incident au-delà de l'angle de réflexion totale interne.

Examinons plus en détail les solutions des équations II-34 pour le cas d'ondes polarisées TE et TM. En effet, selon la polarisation du champ électrique, les solutions des équations sont différentes. Nous ne redémontrons pas les calculs ici mais nous étudierons seulement les résultats.

Dans le cas d'une onde TE, les paramètres de l'onde guidée sont :

$$\begin{aligned} \tan(\alpha d) &= \frac{2\kappa\alpha}{\alpha^2 - \kappa^2} \\ \beta^2 - \alpha^2 &= k^2 n_1^2 \\ \beta^2 - \kappa^2 &= k^2 n_2^2 \\ k &= \frac{\omega}{c} \end{aligned} \quad \text{II-35}$$

Avec α et κ les constantes de dispersion respectivement dans le guide et hors du guide. Nous pouvons remarquer que pour trouver un couple épaisseur d et fréquence radiale ω , il faut que β satisfasse à toutes les conditions données par II-35.

Dans le cas d'une onde TM, les paramètres de l'onde guidée sont :

$$\begin{aligned} \tan(\alpha d) &= \frac{2\varepsilon_{12}\kappa\alpha}{\alpha^2 - (\varepsilon_{12}\kappa)^2} \\ \beta^2 + \alpha^2 &= k^2 n_1^2 \\ \beta^2 - \kappa^2 &= k^2 n_2^2 \\ k &= \frac{\omega}{c} \text{ et } \varepsilon_{12} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \end{aligned} \quad \text{II-36}$$

Comme dans le cas d'une onde polarisée TE, pour obtenir le couple (ω, d) , il faut que β soit solution des équations II-36.

Par contre, dans les deux cas de polarisation, on peut remarquer qu'il existe de nombreux couples (ω, d) pour lesquels β admet plusieurs solutions. On dit alors que le guide d'onde est multimode.

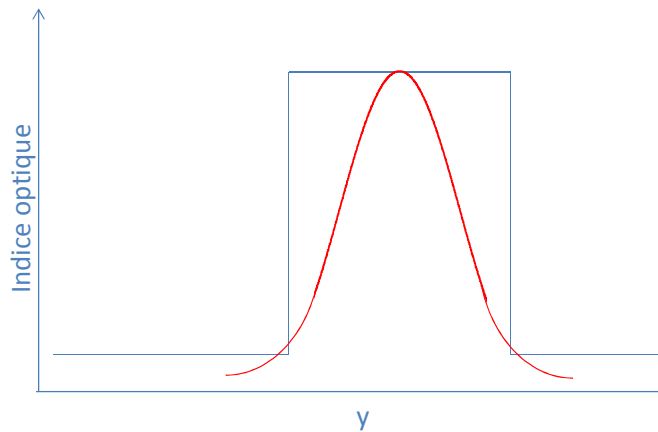


Figure II.2-5 : Schéma d'un guide d'onde. En bleu, la variation d'indice du guide et en rouge le mode fondamental guidé

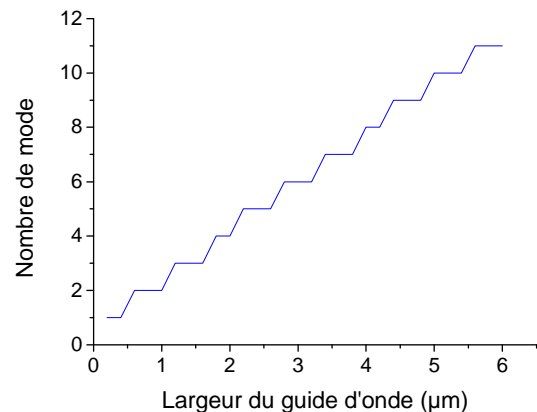


Figure II.2-6 : Nombre de modes guidés selon la largeur du guide d'onde

Ainsi, pour une longueur d'onde définie, selon l'épaisseur du guide d'onde, nous pouvons observer l'apparition de plusieurs modes guidés dans la cavité optique (Figure II.2-6). Dans cet exemple, à partir d'une largeur de guide supérieure à 0.5 μm , nous obtenons deux modes optiques. Comme nous le verrons plus tard, le fait d'avoir deux modes dans notre cavité n'est pas obligatoirement gênant car le second mode étant un mode antisymétrique, son recouvrement sur le puits quantique sera nul et donc ne participera pas à l'émission laser. C'est pour cela qu'avoir un mode guidé dans une cavité ne signifie pas forcément qu'il sera présent lors de l'émission. Enfin, un paramètre important permettant de caractériser un mode optique facilement est le calcul de l'indice effectif du guide d'onde « vu » par le mode. L'indice effectif, n_{eff} , se calculant par la relation $n_{eff} = \frac{\beta}{k}$, il dépend fortement des différentes couches formant le guide d'onde (k dépendant de l'indice de chaque couche).

II.2.2.b Guidage par le gain

Dans le paragraphe précédent, nous avons pu étudier un guide d'onde effectuant ce qu'on appelle un guidage par l'indice (un matériau d'indice n_1 entouré d'un autre matériau d'indice n_2 plus faible). Dans une diode laser à semiconducteurs, nous pouvons aussi retrouver un autre type de guidage qui s'appuie sur la densité de porteurs présent dans le matériau : c'est le guidage par le gain.

Le principe est le suivant : en amplifiant la partie centrale du mode optique de façon plus importante que les bords de ce mode, la largeur du faisceau va diminuer et ainsi, cet effet peut être assez fort pour contrecarrer la diffraction naturelle du faisceau. On peut ainsi créer un guide d'onde. Ce type de guidage est généralement utilisé pour des lasers ayant des très larges sections (typiquement 100 μm). Dans les diodes lasers ayant une faible largeur de ruban, le guidage par le gain est souvent négligeable vis-à-vis du guidage par l'indice.

II.2.3 Couches de confinement

L'optimisation des couches de confinement optique permet de sélectionner le mode guidant de la cavité et le cas échéant d'assurer le fonctionnement monomode de la diode laser. De plus, en calibrant de façon pertinente la taille de la cavité et les couches de confinement, on peut obtenir des divergences de faisceau en champ lointain relativement faibles. Le matériau utilisé pour former la cavité optique étant en GaInP, les couches de confinement l'entourant doivent donc répondre à deux impératifs : avoir un indice optique plus faible afin de créer le guide d'onde mais aussi avoir une énergie de gap plus importante que celle du GaInP. Pour cela, nous utilisons de l'AlGaInP (AGIP) qui répond bien à ces deux critères. Nous pouvons noter la présence d'aluminium dans les couches de confinement qui pourrait influencer sur le processus de dégradation de la facette développé précédemment (§ II.2.1). En réalité, sa présence n'a aucune influence sur les dégradations de la facette du fait du très faible recouvrement du mode fondamental de la cavité sur l'AGIP.

II.2.4 Indices optiques des matériaux

La connaissance précise des indices optiques à la longueur d'onde d'émission (ici 780 nm) de chaque matériau est bien entendu primordiale afin d'optimiser les confinements des modes. Or, leur détermination est relativement compliquée car dépendante du type de mesure. Les simulations de l'empilement vertical des couches de matériaux d'une diode laser dépendent grandement des indices calculés pour chaque couche ce qui influe sur les différents paramètres tels que le recouvrement du mode optique sur chaque couche, la divergence du faisceau, le nombre de modes...

Outre le calcul de l'indice de chaque matériau à l'état passif, pour déterminer l'indice effectif du mode de la cavité, il faut aussi considérer deux facteurs qui peuvent modifier localement l'indice des matériaux : l'influence de l'injection des porteurs et celle de la température. En effet, la densité de porteurs présents dans le puits quantique modifie sensiblement la valeur de son indice ce qui peut avoir, comme nous le verrons plus loin, des conséquences importantes sur le confinement du mode car elle affecte le calcul de son indice effectif.

II.3 Simulation d'une structure émettant à 780 nm

Nous allons maintenant étudier l'empilement des couches d'une structure émettant à 780 nm d'un point de vue optique (guides d'onde 1D et 2D) ainsi que d'un point de vue électro-optique (courant de seuil, gain modal, etc).

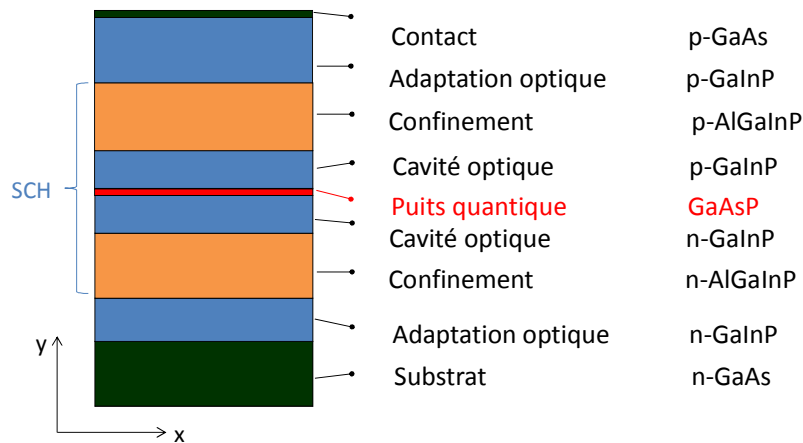


Figure II.3-1 : Empilement vertical d'une structure laser émettant à 780 nm

La structure étudiée (Figure II.3-1) est composée d'un puits quantique contraint en tension en GaAsP entouré de GaInP, définissant ainsi la cavité optique. L'utilisation d'AlGaInP permet le confinement du mode dans la cavité tandis que nous utilisons une nouvelle fois du GaInP afin de diminuer le recouvrement du mode sur le substrat en GaAs. La simulation d'une structure laser implique un va-et-vient permanent entre la simulation électro-optique et électromagnétique. Ici, nous nous contenterons de déterminer les paramètres électro-optiques d'une structure laser émettant à 780 nm, puis son confinement optique.

II.3.1 Caractéristiques électro-optiques

Pour concevoir une structure laser, il faut définir un empilement vertical des matériaux permettant de répondre à plusieurs problématiques : la longueur d'onde d'émission, le gain matériau de la structure, l'optimisation des pertes, une densité de courant à la transparence ainsi qu'au seuil de l'émission laser la plus faible possible.

II.3.1.a Longueur d'onde : le puits quantique

Dans les semiconducteurs, le transport électronique ainsi que les propriétés optiques telles que la longueur d'onde dépendent de la structure de bandes (de conduction et de valence) du laser. Comme nous avons pu le voir plus haut, la bande de valence est dégénérée au centre de la zone de Brillouin avec une bande des trous légers (lh) et une de trous lourds (hh).

Il nous faut donc connaître la structure de bandes du puits quantique afin de déterminer plusieurs paramètres :

- La longueur d'onde d'émission de la structure
- Le type de recombinaison (ee-lh ou ee-hh)

Le calcul de ces paramètres est réalisé lors de la modélisation du confinement électronique par un logiciel développé chez Thales, qui est basé sur la méthode k.p. Pour finir, les matériaux que nous utilisons étant tous à gap direct, les états d'énergies peuplés par les porteurs se situent tous au centre de la zone de Brillouin. Ainsi, nous nous contenterons de calculer la structure de bandes en centre de zone.

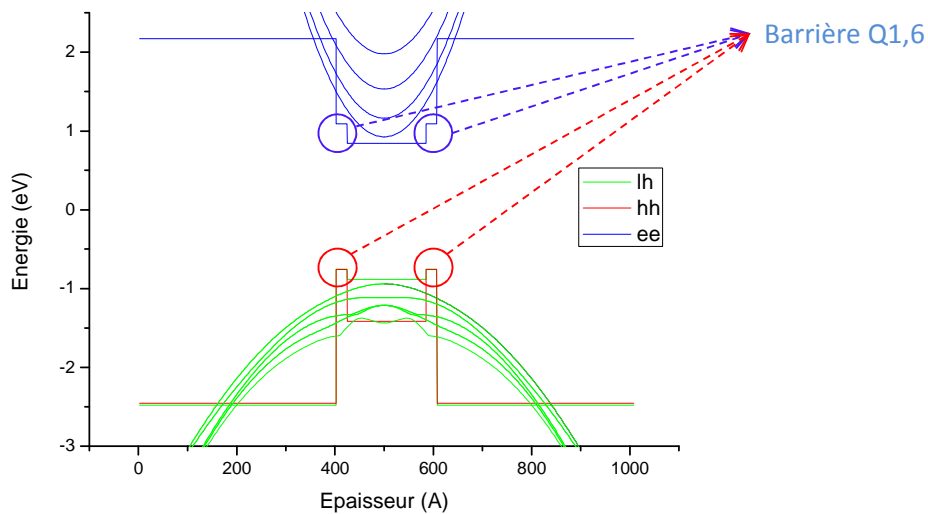


Figure II.3-2 : Structure d'énergie d'un puits quantique de 160 Å avec les bandes associées

Comme nous pouvons le voir (Figure II.3-2), la levée de dégénérescence de la bande de valence, due à la contrainte en tension appliquée sur le puits quantique, montre un fort écart d'énergie entre la bande des trous légers (en vert) et la bande des trous lourds (rouge). Cela se traduit par un nombre de sous-bandes de trous légers important ce qui favorisera grandement le gain TM par rapport au gain TE.

Nous pouvons corrélérer le nombre de sous-bandes de trous légers entre les deux niveaux de la bande de valence lh-hh par la contrainte exercée sur le puits quantique. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.1.2.b.v, lorsqu'aucune contrainte n'est exercée sur le puits quantique, les bandes de valence de trous légers et celle de trous lourds sont confondues en centre de zone. En appliquant une contrainte (en l'occurrence une contrainte en tension), un écart apparaît entre les deux bandes, proportionnel à cette contrainte. Ainsi, nous pourrions penser que pour favoriser de façon importante un type d'émission (TE ou TM), il suffit seulement d'appliquer une contrainte la plus importante possible. Or, comme nous le verrons par la suite, cela n'est pas nécessaire, une petite contrainte suffisant à discriminer grandement les deux bandes, et de plus, plus le puits est contraint, plus le risque d'avoir des dislocations dans les couches épitaxiées est important.

II.3.1.b Gain de la structure

Dans une diode laser à puits quantique, le calcul du gain matériau en fonction de la densité de porteurs peut être approximé par :

$$g_{mat} = g_0 \ln \left(\frac{N}{N_0} \right) \quad \text{II-37}$$

avec N la densité de porteurs dans le puits quantique, N_0 la densité de porteurs à la transparence et g_0 le coefficient de gain. La notion de transparence se traduit par le fait que, lorsqu'on obtient une certaine densité de porteurs (N_0), le milieu devient transparent pour les photons produits, qui ne sont plus absorbés. Autrement dit, à la transparence, le gain devient nul (ce qui est différent de dire

qu'il égalise les pertes du aux pertes internes ou aux miroirs) et le milieu peut commencer à devenir amplificateur (pour des densités de porteurs plus élevées que N_0) pour les photons dont l'énergie satisfait la condition de Bernard-Durrafourg.

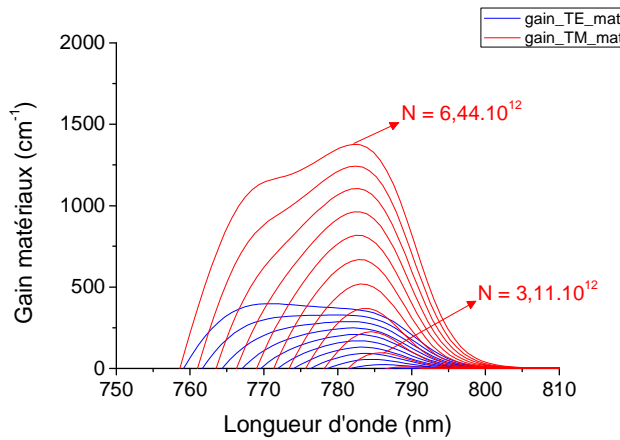


Figure II.3-3 : Courbes de gain pour un puits de 160 Å selon la polarisation (TM = rouge, TE = bleu)

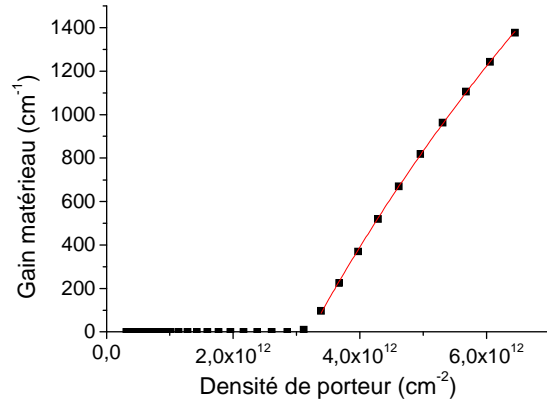


Figure II.3-4 : Courbe de gain en fonction de la densité de porteurs

Le puits quantique étant contraint en tension, le mode d'émission TM est privilégié par rapport à l'émission TE. Cela se retrouve dans le calcul des courbes de gain en fonction de la densité surfacique de porteurs (Figure II.3-3) où, à densité de porteurs égale, le gain du mode TM (en rouge) est plus important que celui du mode TE (en bleu). De plus, nous pouvons constater que le maximum de gain a tendance à se décaler vers les basses longueurs d'onde (« blue shift »). Ce décalage s'explique par l'augmentation de la densité de porteurs qui décale les quasi-niveaux de Fermi (cf § II.1.2.b.iv) et donc augmente l'énergie de transition entre les quasi-niveaux de Fermi, ce qui implique une diminution de la longueur d'onde.

A partir de la courbe de gain en fonction de l'injection des porteurs (Figure II.3-4), le calcul de la densité de courant à la transparence est relativement trivial. En utilisant la formule (II-37) pour déterminer N_0 et une version combinée de II-21 et II-23, nous pouvons remonter à la densité de courant à la transparence:

$$\frac{J_0}{qd} = (AN_0 + BN_0^2 + CN_0^3) \quad \text{II-38}$$

Pour cette structure, nous avons estimé la densité de courant de transparence aux alentours de 180 A/cm².

II.3.1.c Optimisation des pertes internes de la structure

L'optimisation des pertes des structures est un paramètre primordial dans l'objectif de lasers de forte puissance. En effet, dans un laser large, les seules pertes optiques (autre que les pertes miroirs) sont les pertes internes dues aux défauts présents dans la structure du fait du dopage des couches, principalement liés au dopage P. Ainsi, pour limiter les pertes internes, il est nécessaire de diminuer au maximum le recouvrement du mode optique sur les couches fortement dopées P. Pour cette raison, le dopage de la zone active a été choisi pour être le plus faible possible (de l'ordre de $6 \cdot 10^{16}$ cm⁻³). De plus, en effectuant des rampes de dopage dans les couches de confinement en AGIP près

de la zone active, nous limitons d'autant plus les pertes internes liées au recouvrement du mode sur ces couches.

Pour la simulation des pertes internes, nous avons pris en compte le recouvrement du mode optique sur toutes les couches de la structure et calculé les pertes internes liées à chaque couche : nous avons ainsi pu obtenir, par simulation en optimisant les dopages de chaque couche, des pertes internes inférieures à 1 cm^{-1} .

II.3.1.d Puissance optique en fonction du courant et températures caractéristiques

Une fois connue la structure de bandes de la zone active et la courbe de gain de la structure, nous pouvons simuler la courbe de la puissance optique émise par le laser en fonction de la densité de courant injecté dans le laser. Ces simulations sont réalisées également à l'aide d'un programme développé au III-V Lab, basé sur la méthode k.p, prenant en compte les différents paramètres de la structure laser, en particulier les dopages de chaque couche ainsi que leur taux SRH associé.

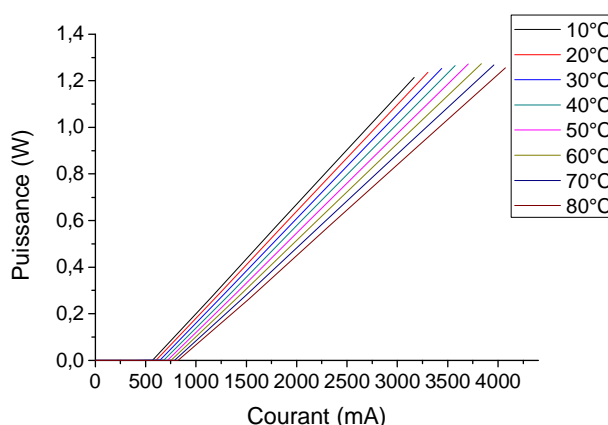


Figure II.3-5 : Simulation de la puissance optique en fonction du courant selon la température de fonctionnement pour un laser large de longueur 2 mm et de largeur $100 \mu\text{m}$.

La structure détaillée plus haut a été simulée avec un puits de 160 Å, à différentes températures, afin d'en extraire également les températures caractéristiques. La Figure II.3-5 montre l'évolution de la puissance émise par une facette en fonction du courant injecté. Le courant de seuil augmente en fonction de la température de fonctionnement tandis que le rendement différentiel externe décroît. Les températures caractéristiques calculées pour cette structure sont : $T_0 = 177 \text{ K}$ et $T_1 = 387 \text{ K}$. Les détails de calcul pour l'extrapolation des températures caractéristiques seront détaillés dans le chapitre III.

II.3.2 Caractérisation optique de l'axe rapide

Pour assurer le comportement monomode de la structure suivant l'axe rapide, il peut être utile de simuler le champ optique en prenant en compte toutes les couches définissant la structure laser et non juste celles définissant la cavité optique. En effet, dans un guide d'onde, le recouvrement d'un mode de la cavité avec le cœur du guide n'est pas de 100% mais légèrement inférieur : en général, il

est compris entre 95% et 99%. Ainsi, le mode optique « voit » les couches adjacentes, le calcul de l'indice effectif du mode prend en compte les différentes couches de matériau présentes dans la structure. Ainsi, il faut donc maîtriser l'empilement vertical du laser (épaisseur, compositions, dopages).

II.3.2.a Confinement vertical

Dans cette partie, nous allons voir comment déterminer l'épaisseur de la zone active afin d'assurer un fonctionnement monomode. Pour ce faire, nous avons utilisé des programmes Matlab développés à Thales permettant de calculer le nombre de modes existant dans une cavité selon la largeur de celle-ci.

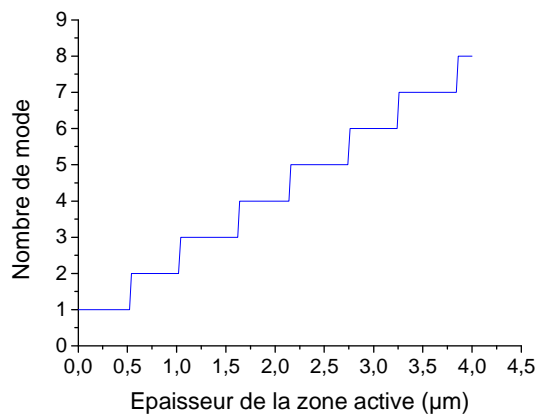


Figure II.3-6 : Nombre de modes guidés selon l'épaisseur de la zone active

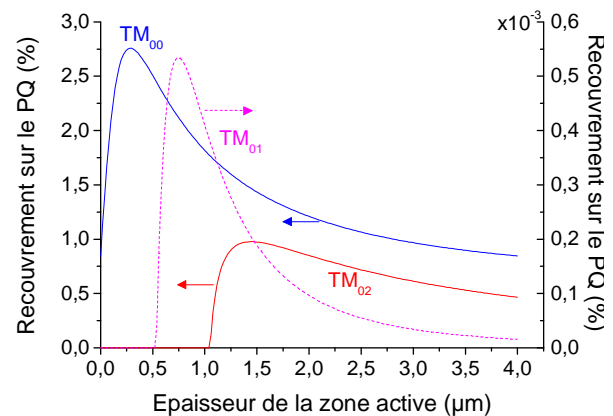


Figure II.3-7 : Recouvrement des modes optiques sur le puits quantique (%)

Comme nous l'avons vu précédemment, plus la zone active est épaisse, plus il y a de modes guidés. Si on s'en tient seulement aux résultats donnés par la Figure II.3-6, pour assurer un fonctionnement monomode, il faut que la zone active soit inférieure à 500 nm. Mais, en prenant en compte le recouvrement du mode de la cavité sur le puits quantique (Figure II.3-7), nous observons que le mode TM_{01} a un recouvrement presque nul avec celui-ci (de l'ordre de $0,55 \cdot 10^{-3} \%$) ce qui est dû à son caractère antisymétrique. Le calcul du gain optique de ce mode (nous verrons en détail ce calcul pour le mode fondamental TM_{00}) montre qu'il ne participe pas à l'émission laser. Ainsi, nous pouvons augmenter l'épaisseur de la cavité tout en conservant un caractère monomode jusqu'à environ 1 μm avant de voir l'apparition du mode TM_{02} qui a, par contre, un recouvrement sur le puits non nul.

Avoir une cavité optique large montre deux intérêts majeurs :

- Diminuer la densité de puissance à la facette afin d'augmenter la puissance maximale du laser (Figure II.3-8). En effet, la puissance maximale d'un laser étant proportionnelle à d/Γ_{puits} (d étant l'épaisseur de la zone active, Γ_{puits} le recouvrement sur le puits), plus la cavité est épaisse, plus la puissance maximale sera importante.
- Diminuer la divergence du faisceau (Figure II.3-9). Généralement, les diodes lasers sont collimatées pour pouvoir être utilisées dans les systèmes optiques. En réduisant la divergence naturelle du faisceau, il devient plus simple à mettre en forme.

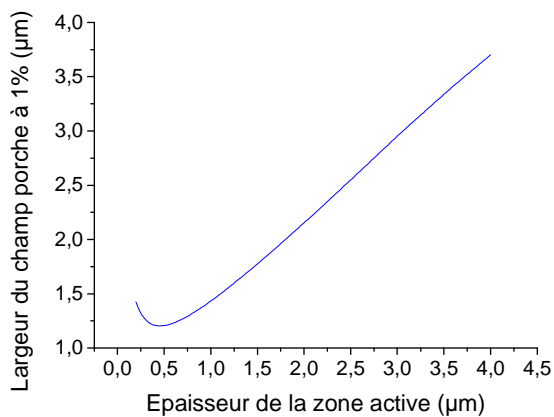


Figure II.3-8 : Largeur du champ proche à 1% en fonction de l'épaisseur de la zone active

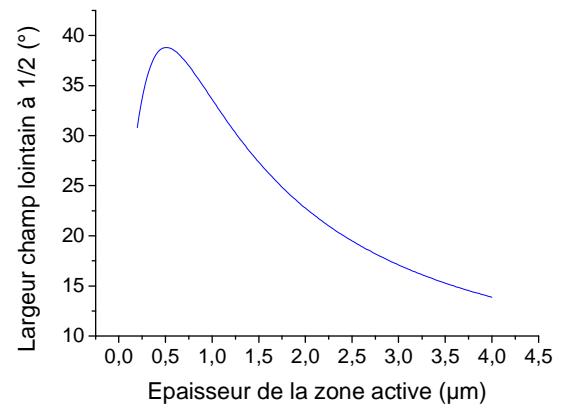


Figure II.3-9 : Largeur du champ lointain à 1/2 en fonction de l'épaisseur de la zone active

Ainsi, en prenant en compte tous les paramètres que nous venons de voir, nous avons choisi de prendre une épaisseur de zone active de 0,8 μm , soit une épaisseur pour chaque couche de GaInP entourant le guide de 0,4 μm .

A partir de cette épaisseur de couche pour la zone active, nous avons optimisé l'épaisseur des autres couches de la structure laser. Un problème persistant lors des simulations de guide d'onde vient du substrat en GaAs qui a le plus fort indice à 780 nm et qui se trouve également être absorbant à cette longueur d'onde. Ainsi, prendre en compte son épaisseur réelle (plus de 100 μm) n'est souvent pas faisable et nécessite de réduire considérablement cette épaisseur jusqu'à 1 μm . Néanmoins, le recouvrement du mode sur le substrat étant négligeable (inférieur à $10^{-5}\%$), cette approximation n'est pas contraignante et ne modifie en rien l'indice effectif du mode calculé.

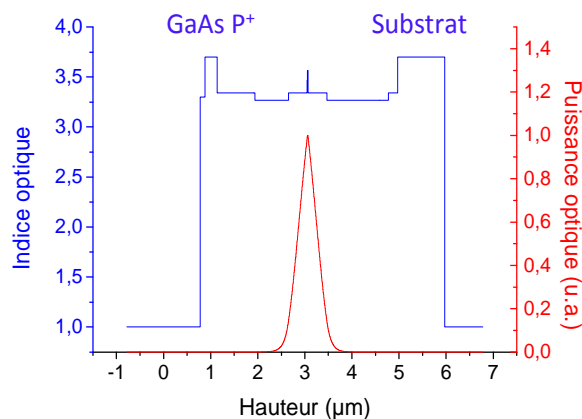


Figure II.3-10 : Profil d'indice de la structure laser (en bleu) et champ proche du mode TM_{00} correspondant (en rouge)

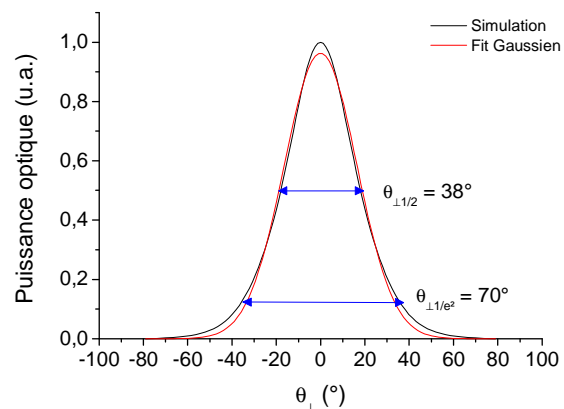


Figure II.3-11 : Champ lointain de la structure laser

Nous avons donc simulé la structure décrite dans la Figure II.3-1 en considérant un puits quantique de 160 Å. Nous pouvons voir (Figure II.3-10) le profil d'indice de la structure ainsi que le champ proche qui est bien monomode et centré sur le puits quantique (configuration d'un guide d'onde symétrique). La divergence du faisceau (Figure II.3-11) calculée pour l'axe rapide montre un aspect quasiment gaussien (fit rouge) et est de 38° à mi-hauteur ou 70° à $1/e^2$. Ces valeurs seront à

comparer avec celles obtenues expérimentalement (voir Chapitre III) afin de vérifier l'exactitude des indices de chaque couche de la structure.

De plus, ces simulations permettent de déterminer le recouvrement Γ (de l'ordre de 2,2 %) du mode sur le puits quantique. Ainsi, à partir du coefficient G_0 calculé dans le paragraphe II.3.1.b, nous pouvons déterminer le gain modal de la structure dans le cas d'un laser large (où le recouvrement parallèle du mode optique sur le puits quantique est de 100%). Ainsi, nous obtenons un gain modal ΓG_0 de l'ordre de 20 cm^{-1} . Cette valeur pourra être comparée à celle calculée à partir des résultats expérimentaux.

II.3.2.b Confinement de l'axe lent (axe parallèle)

Comme nous avons pu le voir dans le paragraphe précédent, le comportement monomode du mode optique émettant dans la cavité laser selon l'axe rapide est déterminé par l'empilement des couches épitaxiées. Néanmoins, le mode optique n'est pas confiné dans l'axe lent : il présente alors un aspect multimode. Pour confiner le mode dans ce plan, il faut arriver à créer une différence d'indice optique qui jouera le rôle d'un guide d'onde et donc confiner le mode optique. Cette différence d'indice est réalisée en gravant un ruban dans la structure laser, ce qui aura pour effet de confiner et de guider le courant et la lumière selon l'axe du ruban (Figure II.3-12).

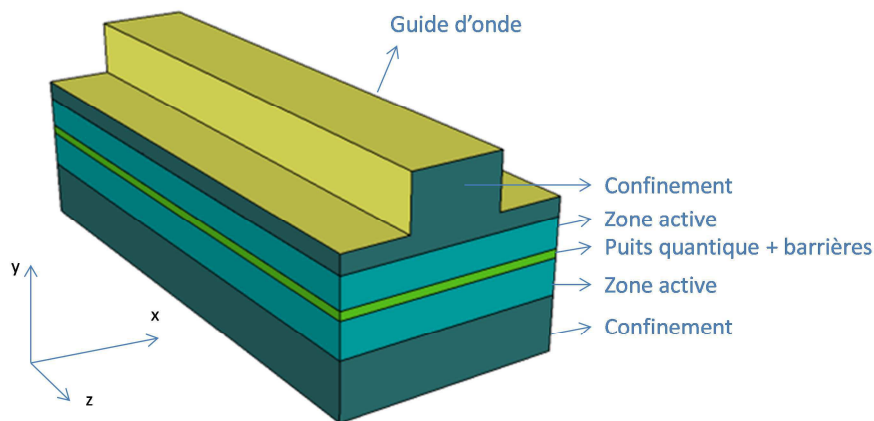


Figure II.3-12 : Schéma d'une diode laser Fabry-Perot à ruban étroit

II.3.2.b.i Principe du guidage

Le guidage par l'indice est obtenu par un profil d'indice effectif de réfraction présentant un maximum au centre de la région active (Figure II.3-13). Pour assurer ce type de profil d'indice, une épaisseur non uniforme dans la direction latérale est donnée aux couches supérieures de confinement. Le principe est le suivant : selon l'endroit où se situe le mode, sous le ruban ou sur le côté latéral, l'empilement des couches que le mode voit est différent, ce qui modifie la valeur de son indice effectif. Ainsi, l'indice effectif du mode sous le ruban sera plus important que sur les côtés du ruban et donc le mode sera guidé par cette différence d'indice. On estime que le mode commence à être guidé à partir d'une différence d'indice de l'ordre de 10^{-3} . Ce type de laser à guidage par l'indice est communément appelé « shallow ridge » car la gravure du ruban s'arrête avant la zone active : le puits n'est pas gravé.

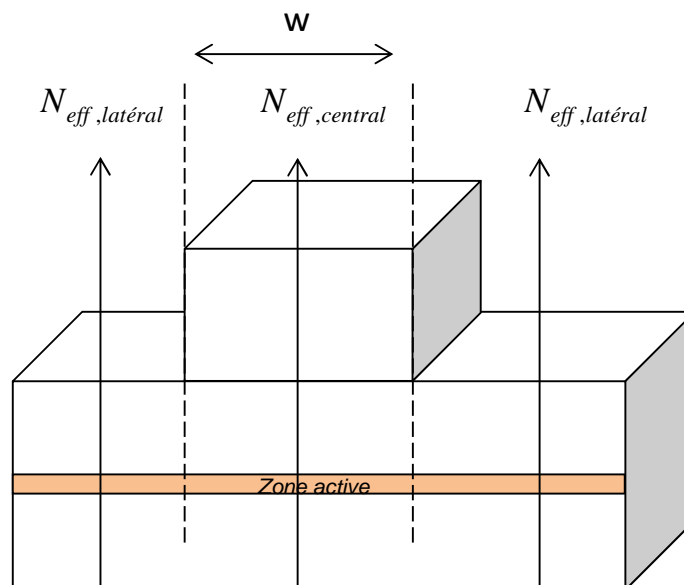


Figure II.3-13 : Principe de l'indice effectif

Un autre type de guidage est également utilisé pour obtenir un faisceau monomode, il s'agit du guidage par le gain. Dans ce cas, la gravure du ruban traverse toutes les couches jusqu'au substrat de la structure épitaxiée. Ainsi, les porteurs se retrouvent localisés dans le ruban et assurent le confinement du mode optique : ce type de laser est appelé « deep ridge ».

Néanmoins, dans le cas d'un laser shallow ridge, les porteurs se retrouvent également localisés sous le ruban mais en s'étalant (contrairement au laser deep ridge). De par ce confinement des porteurs, le guidage de l'onde est également favorisé par la densité de porteurs qui jouera un rôle important pour le confinement du mode au seuil de l'émission laser.

Notre étude portera sur les diodes lasers de type shallow ridges.

II.3.2.b.ii Simulation du confinement optique

Comme nous venons de le voir, le caractère monomode du faisceau selon l'axe lent dépend de la gravure du ruban et, plus précisément, de sa profondeur dans la structure. Un second paramètre est à prendre en compte, la largeur du ruban qui définit, en fonction de la différence d'indices effectifs, le nombre de modes existants dans le guide d'onde latéral. De façon générale, la profondeur de gravure du ruban définit la différence d'indice du guide d'onde de l'axe lent. Pour les diodes lasers étudiées au III-V Lab, nous avons choisi d'avoir une différence d'indice de l'ordre de 2.10^{-3} entre la zone centrale et les zones latérales (Figure II.3-13).

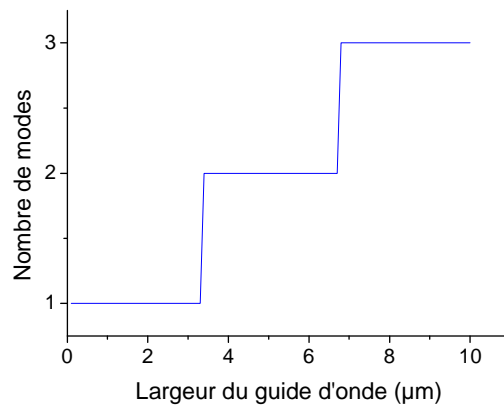


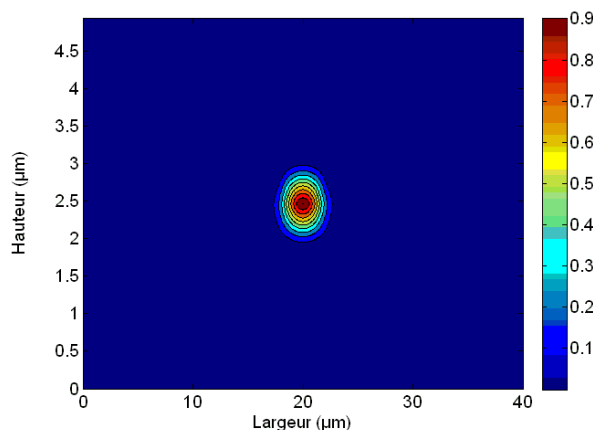
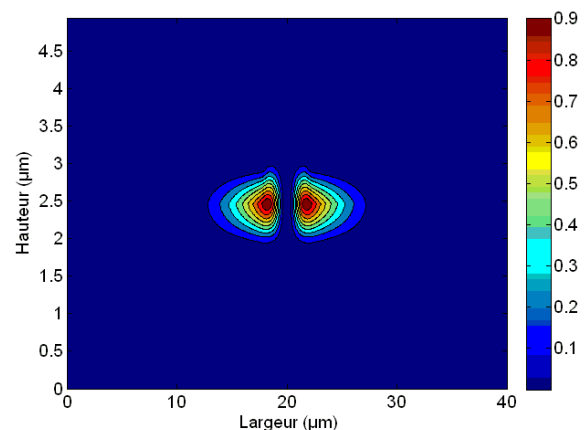
Figure II.3-14 : Nombre de modes de l'axe lent en fonction de la largeur du ruban

La différence d'indice sur l'axe lent étant nettement plus faible que sur l'axe rapide (2.10^{-3} contre 1.10^{-2}), la largeur de coupure sur cet axe, largeur maximale pour un fonctionnement monomode, est plus grande que sur l'axe rapide (équation II-39).

$$\omega_{coupure} = \frac{\lambda}{2\sqrt{N_{eff,central}^2 - N_{eff,latéral}^2}} \quad \text{II-39}$$

Ainsi, nous pouvons voir que pour une différence d'indice de 2.10^{-3} , la largeur de coupure est de l'ordre de 3,5 µm. Cette largeur définit seulement le nombre de modes potentiels dans le guide d'onde et pas nécessairement le nombre de modes qui émettront au courant de seuil. En effet, pour déterminer cela, il faut étudier également le confinement des modes optiques dans l'axe rapide.

Néanmoins, en utilisant un logiciel de simulation (Alcor développé par la société Symphot) prenant en compte la gravure du ruban (simulation 2D), nous avons pu optimiser les différents paramètres de la structure afin d'avoir un bon fonctionnement monomode du laser.

Figure II.3-15 : Simulation (en intensité) du mode fondamental TM_{00} pour un guide d'onde de largeur 4 µmFigure II.3-16 : Simulation (en intensité) du mode TM_{01} pour un guide d'onde de largeur 4 µm

Comme prévu, pour un laser ayant un ruban de 4 µm de large, il existe deux modes dans la cavité pouvant participer à l'émission laser. Le mode fondamental, TM_{00} (Figure II.3-15), montre une largeur effective (6 µm à 1%) dans le plan parallèle plus importante que la largeur du ruban (4 µm). Cette différence de largeur est due à l'étalement des porteurs dans le puits du fait d'une gravure du ruban

s'arrêtant avant la zone active du laser (et donc du puits quantique). Le second mode, TM_{01} (Figure II.3-16), est quant à lui antisymétrique et présente deux maxima d'intensité. Néanmoins, sa largeur effective totale est plus importante (11 μm contre 6 μm pour le mode TM_{00}) que celle du fondamental TM_{00} et il a donc un recouvrement sur la partie injectée du puits quantique plus faible que le mode fondamentale.

II.3.2.b.iii Importance du confinement parallèle : $\Gamma_{//}$

Pour une taille de ruban donnée, en l'occurrence un ruban de 4 μm , il peut y avoir plusieurs modes pouvant éventuellement participer à l'émission laser. Pour pouvoir déterminer si le mode de la cavité « lasera », le confinement du mode dans la cavité (traduit par son taux de recouvrement) est un critère déterminant. En effet, nous avons vu que le gain modal dépendait du recouvrement du mode sur le puits quantique. Dans une approche simpliste, nous nous contenterons de considérer une approche 1D du problème (seulement le puits quantique).

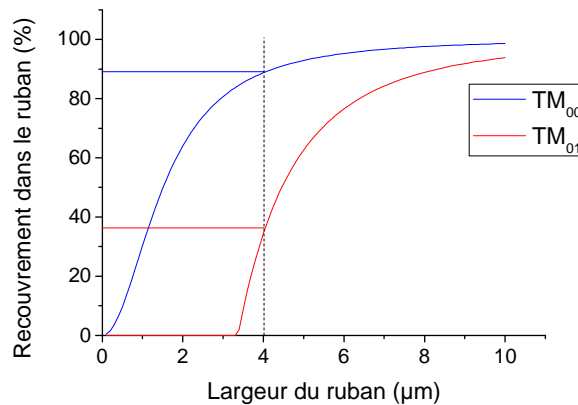


Figure II.3-17 : Etude du recouvrement des deux premiers modes de l'axe lent en fonction de la largeur du ruban

En étudiant le recouvrement du mode sur la partie guide d'onde du puits quantique (Figure II.3-17), il apparaît que le mode TM_{00} a un recouvrement de plus de 80% sur la partie injectée du puits quantique. Pour le mode TM_{01} , son recouvrement est nettement plus faible, de l'ordre de 38%, pour un ruban de largeur 4 μm . Ce faible recouvrement implique que le mode est fortement étalé sur les parties latérales qui ne sont pas (ou très peu) injectées. Ainsi, le gain laser de ce mode à ces endroits étant négatif (dû à la très faible densité des porteurs à ces endroits-là), ce mode est absorbé et donc ne participe pas à l'émission laser. Ainsi, l'utilisation d'un guide d'onde ayant une largeur plus grande que la largeur de coupure du fonctionnement monomode n'implique pas forcément que tous les modes participeront à l'émission laser au seuil : le recouvrement du mode est un facteur très important !

II.3.2.c Influence de la densité de porteurs

Lors du calcul de la différence d'indice effectif, nous avons pu voir que la largeur du ruban et le confinement du mode jouait un rôle majeur afin d'obtenir une émission laser monomode. Un autre paramètre à prendre en compte est l'influence de la densité de porteurs dans le puits quantique.

La densité de porteurs étant clampée au seuil de l'émission laser, son influence sur l'indice du puits quantique est donc limitée à sa valeur au seuil. Malgré cela, dans le cas d'une différence d'indices relativement faible (typiquement 1.10^{-3}), l'importance du changement d'indice dû à la présence des porteurs n'est pas négligeable [20]. En effet, la densité de porteurs diminue la différence d'indices effectifs au seuil et donc diminue le confinement du mode. Ainsi, si le mode optique voit son recouvrement sur la partie injectée du puits (zone à gain) trop diminué par rapport à son recouvrement sur les côtés (zones absorbantes), le gain du laser sera trop faible pour qu'il puisse y avoir émission laser.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial T} = 3.10^{-4} K^{-1} \\ \frac{\partial n}{\partial N} = -9,2.10^{-21} cm^3 \end{array} \right. \quad \text{II-40}$$

Dans ce cas-là, en augmentant le courant dans la structure, la température de la zone active augmente (l'indice de réfraction augmente avec la température [21]) ce qui a pour effet de contrebalancer l'influence de la densité de porteurs et ainsi, l'émission laser peut se réaliser. Néanmoins, les conséquences sont importantes sur le courant de seuil du laser qui augmente considérablement.

II.3.3 Filtrage de la longueur d'onde d'émission : le réseau de Bragg

L'apport de la gravure d'un ruban dans la structure laser permet un filtrage spatial des modes optiques du laser par rapport au cas d'un laser large. A partir de cette monomodicité spatiale, le comportement du laser répond au cahier des charges que l'on s'était fixé à une exception près : le laser reste multimode spectral. L'intégration d'un réseau de Bragg à l'intérieur de la structure laser permet d'obtenir le comportement monomode spectral désiré.

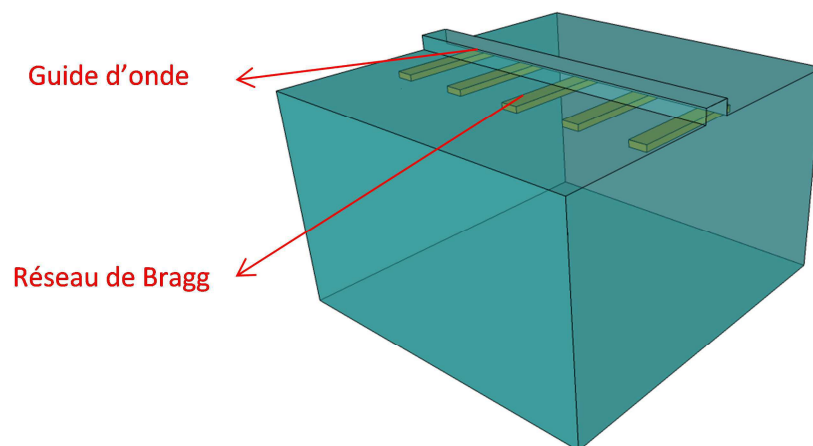


Figure II.3-18 : Laser à contre-réaction répartie (DFB)

Le fonctionnement de ce type de laser est basé sur la contre-réaction répartie, Distributed FeedBack en anglais (d'où l'acronyme DFB), de l'onde se propageant dans la cavité sur le réseau.

II.3.3.a Principe de fonctionnement d'un laser DFB

L'idée prédominante d'un laser DFB est de réaliser un guide d'onde, où l'indice effectif est modulé périodiquement (pas Λ), qui agira de façon analogue à un miroir de Bragg. Un mode laser se propageant dans un guide d'onde est composé de deux ondes, R et S, se propageant en sens opposés dans le guide. La contre-réaction qui transforme R en S (ou inversement) dans un laser Fabry-Perot classique se réalise seulement au niveau des facettes de la diode (par réflexion sur le miroir). Dans un laser DFB, à chaque dent du réseau, une partie de chaque onde est réfléchiée et donc la contre-réaction est répartie tout au long du guide d'onde.

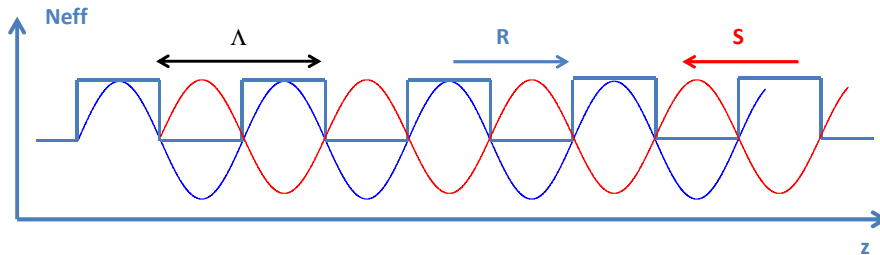


Figure II.3-19 : Variation d'indice effectif du guide d'onde ainsi que les deux ondes se propageant.

A chaque réflexion, les deux ondes interfèrent entre elles : l'interférence est constructive seulement si il y a accord de phase entre les deux, i.e. si elles sont déphasées d'un multiple de 2π . Cette condition n'est satisfaite que pour des fréquences solutions de la loi de Bragg :

$$2\beta\Lambda = 2m\pi \quad \text{II-41}$$

où $\beta = \frac{2\pi N_{eff}}{\lambda}$ est la constante de propagation dans le guide d'onde.

A partir de II-41, nous pouvons donc en déduire trivialement la relation entre la longueur d'onde et les paramètres du réseau (ordre du réseau ainsi que son pas) :

$$\lambda = \frac{2N_{eff}\Lambda}{m} \quad \text{II-42}$$

Pour une longueur d'onde de 780 nm et un indice optique autour de 3,34, le pas d'un réseau du second ordre ($m = 2$) est $\Lambda = 234 \text{ nm}$.

Le fonctionnement d'un laser DFB diffère grandement de celui d'un laser Fabry-Perot en cela que la lumière est réfléchiée par le réseau (en fonction du coefficient de couplage KL) et donc la densité de photons à l'intérieur de la cavité est plus importante, pour une densité de porteurs équivalente, à celle d'un laser Fabry-Perot. Cette différence de densité de photons implique immédiatement deux conséquences :

- Le courant de seuil d'un laser DFB sera plus faible que celui d'un laser Fabry-Perot [22] car l'augmentation du gain de la structure en fonction de la densité de porteurs est plus rapide. Ainsi, obtenir l'égalisation des pertes par le gain nécessitera une densité de porteurs plus faible pour un laser DFB que pour un laser Fabry-Perot. Une autre façon de comprendre ce phénomène est de voir (cf § II.1.4) que la durée de vie du photon dans la cavité est plus grande dans le cas du DFB [23].

- Du fait de l'augmentation du temps de vie des photons dans la cavité, nous avons également une diminution du rendement différentiel externe pour un laser DFB.

II.3.3.b Théorie des modes couplés [24].

Comme nous avons pu le voir plus haut, les ondes R et S sont couplées. Ainsi, pour résoudre les équations de Maxwell, il faut prendre en compte ce couplage entre les ondes. On peut démontrer que les équations d'ondes s'écrivent :

$$\begin{cases} -\frac{dR}{dz} + (\alpha - i\delta)R(Z) = i\kappa^* S \\ \frac{dS}{dz} + (\alpha - i\delta)S(z) = i\kappa R \end{cases} \quad \text{II-43}$$

où α est le coefficient d'absorption, δ l'écart entre la constante de propagation étudiée et la constante de propagation de Bragg tel que $\delta = \frac{(\beta^2 - \beta_{Bragg}^2)}{2\beta} \approx \beta - \beta_{Bragg} = n_{eff} \frac{(\omega - \omega_{Bragg})}{c}$ et κ le coefficient de couplage complexe.

Les solutions du système II-43 s'écrivent de la forme :

$$\begin{cases} R(z) = r_1 e^{\gamma z} + r_2 e^{-\gamma z} \\ S(z) = s_1 e^{\gamma z} + s_2 e^{-\gamma z} \end{cases} \quad \text{II-44}$$

Où la constante de propagation complexe γ suit la relation de dispersion :

$$\gamma^2 = \kappa^2 - (\alpha - i\delta)^2 \quad \text{II-45}$$

En posant les hypothèses classiques de symétrie du système, nous obtenons les solutions symétrique ($E(-z)=E(z)$) et antisymétrique ($E(-z)=-E(z)$) du champ, ce qui implique :

$$\begin{cases} r_1 = \pm s_2 \\ r_2 = \pm s_1 \end{cases} \quad \text{II-46}$$

Les conditions aux limites impliquent d'autres relations telles que :

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{s_1}{s_2} = e^{-\gamma L} \quad \text{II-47}$$

En utilisant les résultats obtenus en II-46 et II-47, nous pouvons décrire la distribution longitudinale des modes d'une structure DFB de la forme :

$$\begin{cases} R(z) = \sinh \gamma(z + \frac{1}{2}L) \\ S(z) = \pm \sinh \gamma(z - \frac{1}{2}L) \end{cases} \quad \text{II-48}$$

Nous pouvons remarquer que nous avons un ensemble de modes qui correspond à un ensemble de valeurs propres discrètes de γ . Cet ensemble correspond à une structure ayant une longueur L et un coefficient de couplage κ donnés. Pour calculer ces valeurs propres, il suffit d'injecter les expressions obtenues dans II-48 dans le système d'équations II-44.

Ainsi, nous pouvons obtenir :

$$\kappa = \pm i \frac{\gamma}{\sinh \gamma L} \quad \text{II-49}$$

Cette équation pour la constante de couplage n'est pas triviale à résoudre. Malgré tout, nous pouvons distinguer deux cas :

- Dans le cas d'un couplage par l'indice, le coefficient de couplage est la partie réelle de κ .
- Pour un couplage par le gain, le coefficient de couplage est traduit par la partie imaginaire de κ .

Dans le cas de nos diodes lasers, la modulation périodique étant réalisée par des modifications d'indice effectif, seul le couplage par l'indice intervient.

II.3.3.c Simulation d'un réseau du second ordre

Il est primordial de bien calibrer le pas du réseau, l'ordre du réseau ainsi que le taux de remplissage du réseau pour optimiser le coefficient de couplage et les caractéristiques monomodes. Pour cela, nous avons simulé un réseau de diffraction du second ordre, i.e. $m=2$, et étudié le taux de remplissage pour un pas donné ($\Lambda \approx 260\text{nm}$).

Le réseau est réalisé par un empilement de trois couches, GaInP/GaAsP/GaInP (Figure II.3-20), dont la couche centrale en GaAsP définira le créneau. Les matériaux utilisés pour réaliser le réseau ont été choisis afin qu'ils aient une énergie de gap supérieure à celle du puits quantique (1,59 eV). Lors de la réalisation du réseau, nous avons le choix entre utiliser une couche de GaInAsP (utilisé pour les réseaux à 852 nm) et une couche de GaAsP. L'énergie de gap du GaAsP étant de 1,75 eV contre 1,62 eV pour le GaInAsP, nous avons privilégié l'utilisation de la première afin d'être suffisamment éloigné de l'énergie de gap du puits quantique pour éviter que la couche réseau soit absorbante.

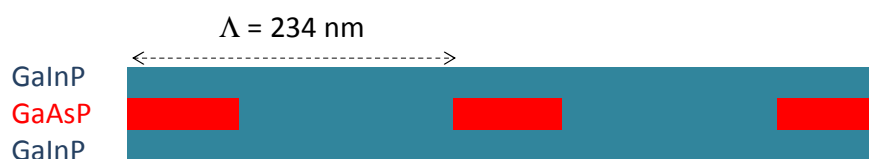


Figure II.3-20 : Couches du réseau en GaInP/GaAsP/GaInP, réseau du second ordre

L'empilement des couches se situe dans les couches de confinement de la structure décrite en début de partie (Figure II.3-1), plus précisément dans la couche de AlGaInP dopée P, près de la zone active. L'emplacement des couches réseaux et l'épaisseur de chaque couche sont bien entendu des critères également essentiels concernant le couplage. Dans ces simulations, nous avons visé un coefficient de couplage κL de l'ordre de 1,5 (pour une longueur de diode laser de 2 mm).

En effet, si le coefficient κL est trop petit ($\kappa L \ll 1$), le recouvrement du mode sur la couche réseau est trop faible pour qu'il puisse y avoir une contre-réaction répartie efficace : le fonctionnement du laser sera de type Fabry-Perot. Dans le cas où le coefficient de couplage κL est très grand ($\kappa L \gg 1$), la distribution d'intensité présente un maximum au centre du composant et décroît sur les bords.

Cette répartition d'intensité influe sur le comportement du DFB (comportement spectrale bi-mode) et peut entraîner des effets non-linéaires prédominants comme le *spatial hole burning*².

Pour obtenir un $\kappa L \approx 1,5$, nous avons optimisé l'épaisseur de la couche réseau, l'épaisseur de la couche de GaInP sous le réseau ainsi que la distance entre le réseau et le puits quantique. A partir de ces épaisseurs optimisées, l'étude du taux de remplissage du réseau (Figure II.3-21) a été réalisée afin de déterminer la plage maximale d'accord du κL offert pour la gravure du réseau.

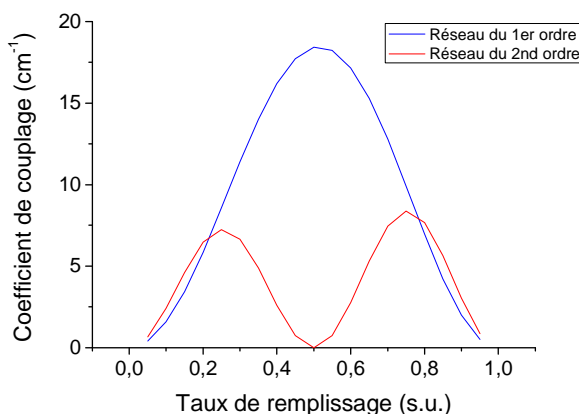


Figure II.3-21 : Simulation de k en fonction du taux de remplissage pour les deux premiers ordres de diffraction

Pour des réseaux de diffraction ayant des caractéristiques identiques (épaisseurs des couches réseaux, distance par rapport au puits quantique), un réseau du 1^{er} ordre a un coefficient de couplage beaucoup plus important que celui du 2nd ordre (Figure II.3-21). De plus, le réseau du 1^{er} ordre présente un maximum de couplage pour un taux de remplissage de 50% tandis que le réseau du 2nd ordre présente deux maxima à 25% et 75%. Nous pouvons d'ailleurs remarquer une légère différence de couplage entre les deux maxima : cela est dû au fait que le GaAsP a un indice optique à 780 nm plus élevé que celui du GaInP et donc influe plus sur le couplage lorsqu'il est présent en excès (par rapport au GaInP) le long de la cavité optique.

II.3.3.d Etude du rendement d'obtention des lasers DFB [25].

D'un point de vue industriel, le rendement d'obtention de lasers DFB est un paramètre primordial dans l'objectif de production massive de composants DFB et de diminution des coûts de fabrication. Les lasers DFB présentent l'inconvénient d'avoir naturellement des facettes ayant des coefficients de réflectivité non nul (33%) due au clivage. De plus, la position de la facette par rapport au réseau n'est pas fixe et varie selon les diodes d'une même barrette. Ainsi, le miroir résultant perturbe le fonctionnement interne du DFB, pouvant même le modifier suffisamment pour que le laser ait une émission de type Fabry-Perot au lieu de DFB. Cette distribution du positionnement des facettes sur la barre de laser implique donc un rendement d'obtention de DFB inférieur à 100 % : pour des lasers bruts de clivage, il est de l'ordre de 40 à 50 %.

² Ce phénomène correspond à un creux dans le profil des porteurs à l'endroit où la puissance optique est la plus forte. A cet endroit, l'indice optique du matériau devient plus élevé, le mode latéral est alors piégé. Plus on augmente la puissance et plus le phénomène s'amplifie.

Néanmoins, en utilisant un traitement AR/HR (2%/95%) sur les facettes des lasers [26], le rendement augmente pour se rapprocher des 90% d'obtention de lasers DFB. Seule l'utilisation d'un traitement antireflet sur les deux facettes des diodes permet l'obtention d'un yield de 100 %.

II.4 Conclusion du second chapitre

Dans ce chapitre, le lecteur a pu se remémorer quelques notions sur le fonctionnement de base des lasers. L'étude a ensuite été plus spécifique en considérant seulement le cas des diodes lasers à semiconducteurs. Nous avons pu découvrir les paramètres intrinsèques des structures lasers tels que le gain, la densité de courant à la transparence, le courant de seuil, les pertes internes... De plus, quelques phénomènes ont pu être mis en évidence tels que le blocage du gain au seuil de l'émission laser, le guidage des modes spatiaux par l'indice et l'influence de la profondeur de gravure sur l'émission monomode. Pour finir, nous avons présenté le principe de fonctionnement des lasers DFB et la différence de fonctionnement entre eux et les lasers Fabry-Perot standards.

Maintenant que nous avons présenté les principes et les simulations de structures laser, nous verrons dans le prochain chapitre les résultats expérimentaux des différents types de lasers réalisés (laser à ruban large, laser à ruban étroit ou Fabry-Perot et laser DFB).

Références

1. B. Vinter, E. Rosencher, "Optoélectronique", Enseignement de la physique, ed Masson, 1998
2. B. Lakshmi, D.T. Cassidy, B.J. Robinson, "Quantum well strain and thickness characterization by degree of polarization", J. Appl. Phys., 1996, **79**, p7640-7645
3. H. Hilmer et al, "Carrier and photon dynamics in InAlGaAs/InP MQW laser structures: Influence of carrier transport on high frequency modulation", in Hot Carriers in Semiconductors, K. Hess, J.P. Leburton and U. Ravaioli, Editors 1996 Plenum: New York, p583
4. N.K. Dutta et al, "Linewidth enhancement factor in strained quantum well lasers", Appl. Phys. Lett., 1990, **56**, p2293-2294
5. M.P. Mullane, J.G. McNerey, "Minimization of the linewidth Enhancement factor in tensile strained quantum well lasers", IEEE Photonics Technology Letters, 2000, **12**, p1147-1149
6. M. Moser, R. Winterhoff et al, "Refractive index of $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy", Appl. Phys. Lett., 1994, **64**, p235-237
7. H. Burkhard, "Effective phase and group indices for $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ", J. Appl. Phys., 1984, **55**, p503-508
8. E. Chirlias, "Contribution à l'ingénierie et à la modélisation d'hétérostructures (Ga,In)(As,P)/GaAs pour diodes lasers ", PhD thesis, Université Paris VI, 1998
9. F.J. Vermersch, " Vers une nouvelle source laser pour horloges atomiques : Etude théorique et expérimentale d'un laser à contre-réaction répartie émettant à 852nm, à faible largeur de raie pour le pompage du césium ", PhD thesis, Université Paris XI, 2007
10. S.C. Auzanneau, " Etude théorique et expérimentale de diodes laser de forte luminance à 980nm ", PhD thesis, Université Paris XI, 2002
11. D. Botez et al, "66% CW wallplug efficiency from Al-free 0.98μm emitting diode lasers", IEEE Electronics Letters, 1996, 32, p2012
12. D. Garbuzov et al, "High-power 0.8μm InGaAsP-GaAs SQW lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, 1991, 27, pp1531-1536
13. M. Fukuda, M. Okayasu, J. Temmyo, J. Nakano, "Degradation behavior of 0.98μm strained quantum well InGaAs/AlGaAs lasers under high-power operation", IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994, 30, pp 471-476
14. M. Kanskar, T. Earles, T.J. Goodnough, E. Stiers, D. Botez, L.J. Mawst, "73% CW power conversion efficiency at 50W for 970nm diode laser bars", IEEE Electronics Letters, 2005, 41, pp 245-247

15. A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C. Connolly, "High power (>10W) continuous-wave operation from 100 μ m aperture 0.97 μ m emitting Al free diode lasers", Appl. Phys. Lett., 1998, 73, pp1182-1184
16. R.G. Waters, "Diode laser degradation mechanisms: a review", Prog. Quant. Electr., 1991, 15, p153-174
17. S.L. Yellen et al, "Dark line resistant aluminum free laser diode at 0.8 μ m", IEEE Photonics technology Letters, 1996, 14, p2328
18. D. Botez, "*Design considerations and analytical approximations for high continuous wave power broad waveguide diode lasers*", Appl. Phys. Lett., 1999, **74**, p3102-3104
19. J.K. Wade et al, "*6.1W continuous wave front-facet power from Al-free active region ($\lambda=805$ nm) diode lasers*", Appl. Phys. Lett., 1998, **72**, p4-6
20. D. Rodriguez et al, "*Measurement of gain spectra, refractive index shift and linewidth enhancement factor in Al-free 980nm lasers with broadened waveguide*", In Proc. Of SPIE Conference Photonics West, 2002, **vol 4646**, p344-354
21. K.A. Williams, "*Design of high-brightness tapered laser arrays*", IEEE J. of selected Topics in Quantum Electron., 1995, **5**, p822-831
22. K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima, "*Effect of mirror facets on lasing characteristics of distributed feedback InGaAsP-InP laser diodes at 1.5 μ m range*", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-20, no. 3, pp. 236-245, Mars 1984
23. W. Zheng and G. W. Taylor, "*Determination of the photon lifetime for DFB lasers*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 43, no. 4, pp. 295-302, 4 avril 2007
24. H. Kogelnik and C.V. Shank, "*Coupled-wave theory of distributed feedback lasers*", Journal of Applied Physics, Vol 43, n°5, pp. 2327-2336, May 1972
25. J. Glineski, T. Makino, "*Yield Analysis of Second-Order DSM DFB Lasers and Implications for Design*", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 23, n°6, pp. 849-859, June 1987
26. K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, Y. Matsushima, "*Effect of mirror facets on lasing characteristics of distributed feedback InGaAsP/InP laser diodes at 1.5 μ m range*", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 20, n°3, pp. 236-245, March 1984

Chapitre III : Caractérisations des diodes lasers émettant à 780 nm

Une fois la structure laser mise au point par les différentes simulations développées dans le chapitre précédent, elle est ensuite réalisée par MOVPE (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy), une technique consistant à faire croître par épitaxie des matériaux semiconducteurs sur un substrat en GaAs. L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents résultats obtenus sur les lasers réalisés : lasers larges, lasers ridges Fabry-Perot (que l'on simplifiera par laser FP) et lasers DFB émettant à la longueur d'onde de 780 nm. Bien entendu, la comparaison et l'analyse des résultats expérimentaux par rapport aux résultats prévus par les simulations seront faites.

Nous commencerons par étudier les lasers larges afin d'en extraire les paramètres internes des structures réalisées (α_i , η_i , ΓG_0 , J_0) ainsi que leurs températures caractéristiques (T_0 , T_1) et leur résistance thermique (R_{th}). Nous mettrons en évidence l'état de la polarisation de la lumière émise par la diode ainsi que le bon confinement du mode optique par des mesures de champs lointains. La caractérisation des lasers FP permettra de vérifier la bonne qualité de faisceau de nos lasers ainsi que leurs performances monomodes. Enfin, l'aspect monofréquence des structures lasers sera étudié dans le cas de lasers DFB par des mesures du taux de réjection des modes satellites (SMSR pour Side Mode Suppression Ratio) et de la largeur de raie du laser.

III.1 Métrologie mise en œuvre dans cette étude

III.1.1 Support de montage des lasers

Lorsque nous comparons des résultats, la métrologie utilisée sur des composants différents est un élément clé afin de pouvoir comprendre et exploiter les différences de résultats qui peuvent apparaître. Ainsi, lors de cette thèse, les supports de diodes utilisés étaient identiques ainsi que les supports d'alimentation électrique.

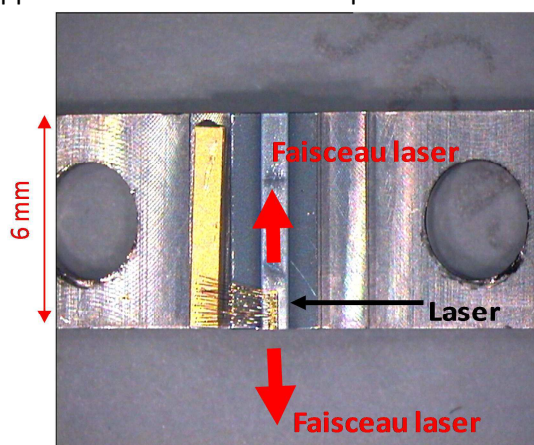


Figure III.1-1 : Montage d'un laser brut de clivage, vue du dessus

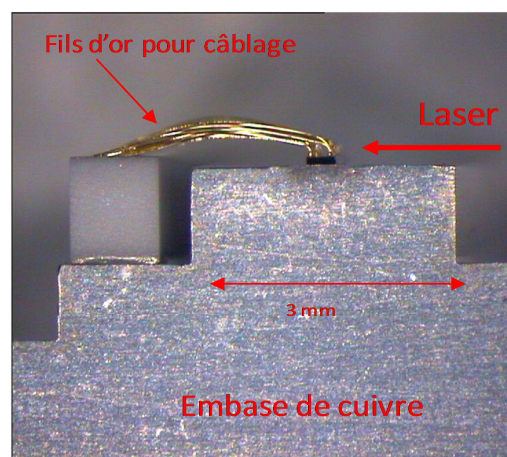


Figure III.1-2 : Montage d'un laser brut de clivage, vue de face

Les diodes lasers sont montées sur des embases cuivrées, recouverte d'indium (Figure III.1-1 et Figure III.1-2) et connectées à une alumine recouverte d'or (permettant l'injection de courant) par

des fils en or ayant un diamètre de l'ordre de 17 μm . Pour les différentes caractérisations, les diodes sont ensuite fixées sur des blocs de cuivre régulés en température par des systèmes Peltier.

III.1.2 Caractéristique puissance-courant

Afin de connaître la puissance optique de la diode laser, nous utilisons un banc de mesure qui permet de tracer les courbes : puissance optique et tension en fonction du courant d'injection. A partir de ces courbes, il est possible d'extraire certains paramètres fondamentaux de la diode laser et plus généralement de la structure réalisée.

La puissance optique émise par la facette de sortie de la diode laser est recueillie en totalité grâce à une sphère intégratrice. Une photodiode placée sur la sphère fournit une tension proportionnelle à la puissance. En effet, connaissant la réponse de la photodiode, un logiciel permet de convertir la tension en photo-courant puis en puissance. Le montage est illustré par la Figure III.1-3. L'avantage de l'utilisation d'une sphère intégratrice, par rapport à une photodiode, se situe au niveau de la puissance maximum qu'elle peut mesurer, qui est bien supérieure à celle de la photodiode.

A cette sphère est également relié un spectromètre qui permet la mesure de la longueur d'onde (pour les lasers larges et FP uniquement).

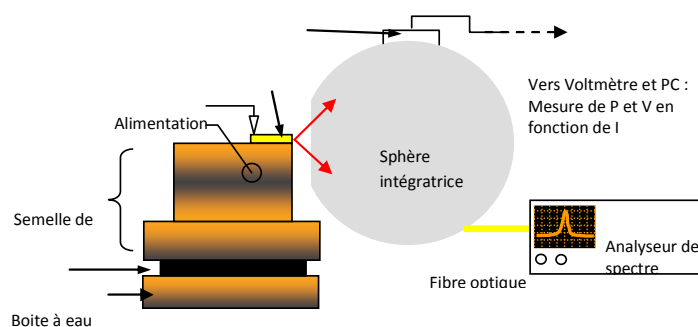


Figure III.1-3 : Schéma du banc de mesure de la puissance optique

L'analyse des courbes de $P(I)$ et de $V(I)$ permet d'extraire les paramètres tels que le courant de seuil I_{th} , le rendement différentiel externe η_d , la tension de coude V_c ainsi que la résistance série du laser R_s . (Figure III.1-4 et Figure III.1-5)

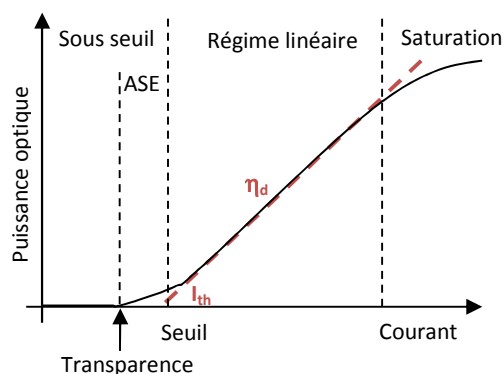


Figure III.1-4 : Figure simplifiée d'une courbe de la puissance optique en fonction du courant

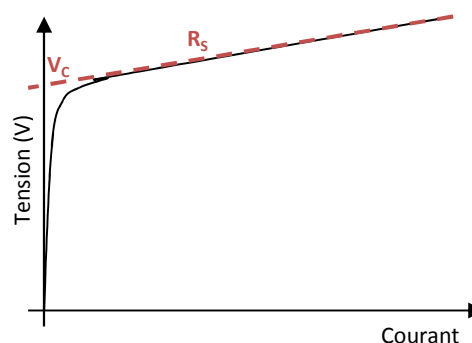


Figure III.1-5 : Figure simplifiée d'une courbe de la tension en fonction du courant

Sur la courbe du P(I) (Figure III.1-4), nous retrouvons les différents régimes de fonctionnement de la diode laser décrits dans le chapitre précédent :

- Jusqu'au courant de transparence, le gain de la diode est négatif, aucune puissance n'est détectée.
- Au-dessus de la transparence, l'émission spontanée (ASE, Amplified Spontaneous Emission) est amplifiée et commence à être détectée.
- A partir du seuil de l'émission laser I_{th} , l'émission stimulée devient prépondérante et donc la puissance émise est proportionnelle au courant injecté dans la diode (selon la pente déterminée par η_d).
- Pour finir, et seulement dans le cas d'une injection de courant en continu dans la diode, une zone de saturation de la puissance est due à l'augmentation importante de la température dans la cavité qui a pour conséquence d'augmenter les pertes internes.

III.1.3 Structures lasers étudiées

Au cours de ces trois années de thèse, nous avons étudié une grande diversité de structures laser en faisant varier différents paramètres tels que la taille du puits quantique, l'épaisseur de la zone active (LOC), le profil de dopage, l'insertion de couches réseaux. Au total, nous avons étudié 23 structures différentes récapitulées dans le Tableau III-1 ci-dessous

XXL1193	Puits de 80 A sans couche réseaux
XXL1194	Puits de 120 A sans couche réseaux
XXL1200	Structure di-symétrique 2 puits de 80 A
XXL1201	Structure avec zone active plus large, 2 puits de 80 A
XXL1316	Puits de 120 A avec couche d'arrêt chimique
XXL1317	Puits de 120 A sans couche réseaux
XXL1320	Puits de 140 A sans couche réseaux
XXL1321	Puits de 160 A sans couche réseaux
XXL1322	Puits de 120 A avec rampe d'Al dans l'AGIP
XXL1323	Puits de 140 A avec rampe d'Al dans l'AGIP
XXL1411	Puits de 145 A réseaux GaInP/GaInAsP/GaInP
XXL1415	Puits de 145 A réseaux GaInP/GaAsP/GaInP
XXL1416	Puits de 145 A réseaux épais GaInP/GaAsP/GaInP
XXL1417	Puits de 145 A réseaux GaInP/GaAsP/GaInP, confinement plus épais
XXL1418	Puits de 145 A sans couche réseaux
XXL1419	Puits de 145 A zone active plus large
XXL1425	Puits de 160 A réseaux GaInP/GaAsP/GaInP
XXL1426	Puits de 160 A sans couche réseaux
XXL1428	Puits de 160 A réseaux GaInP/GaInAsP/GaInP
XXL1569	Puits de 145 A sans couche réseaux, zone active moins large
XXL1575	Puits de 145 A sans couche réseaux, dopage P différent, zone active moins large
XXL1576	Puits de 160 A sans couche réseaux, zone active moins large
XXL1577	Puits de 135 A sans couche réseaux, zone active moins large

Tableau III-1 : Synthèse des structures lasers réalisée

La variation des différents paramètres nous a permis d'optimiser les performances de nos structures.

Dans ce manuscrit, nous exposerons seulement deux structures sans couches réseaux (pour les études lasers larges et FP) et une structure avec les couches réseaux (pour l'étude sur les lasers DFB) ayant montrées les résultats les plus intéressants. Ainsi les structures présentées seront les structures XXL1321, XXL1418 et XXL1425.

III.2 Laser à ruban large

Pour valider l'homogénéité et la bonne qualité d'épitaxie d'une structure laser, la caractérisation de lasers à ruban large Fabry-Perot (plus communément appelé laser large) est le procédé le plus facile à mettre en œuvre.

III.2.1 Réalisation des diodes

III.2.1.a Processus technologique

Les lasers larges sont de type ruban gravé, de largeur égale à 100 μm , comme le montre la Figure III.2-1 ci-dessous.

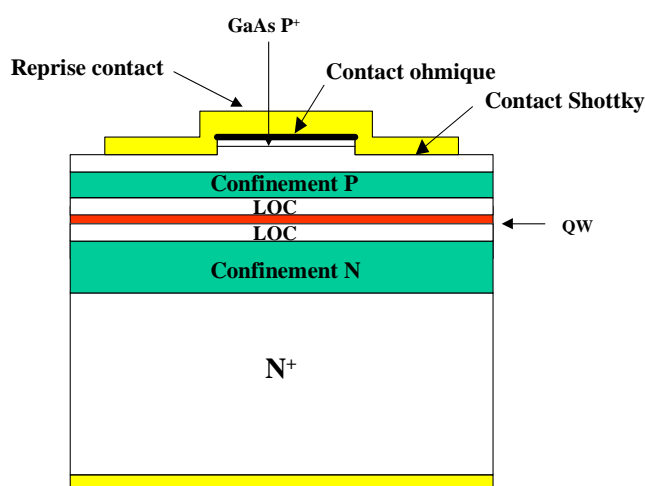


Figure III.2-1 : Structure laser large

Le contact métal dans la zone gravée est de type Schottky. La barrière de potentiel associée est suffisante pour limiter l'injection du courant au niveau du ruban gravé avec une résistance supérieure au $\text{M}\Omega$.

Le processus de technologie du laser large est décrit ci-dessous :

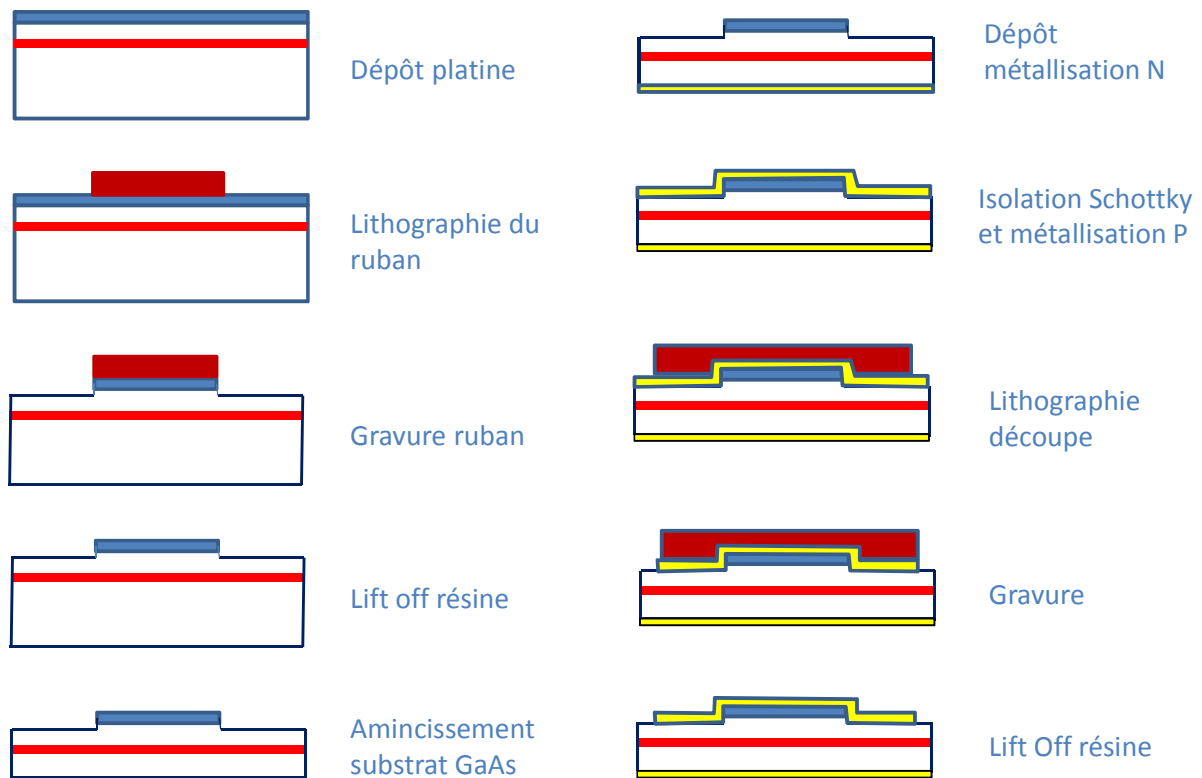


Figure III.2-2 : Processus technologique des lasers larges

Après ce processus technologique, les diodes lasers sont clivées par barrette puis par puces et montées sur des embases en cuivre par une soudure indium.

III.2.1.b Montage des diodes lasers

Comme nous avons pu le voir en introduction de la partie III.1, les diodes lasers sont montées sur des embases en cuivre à l'aide d'une soudure à base d'indium. Il existe deux possibilités de montage (Figure III.2-3) de la diode laser sur l'embase : montage DOWN (N) et montage UP (P).

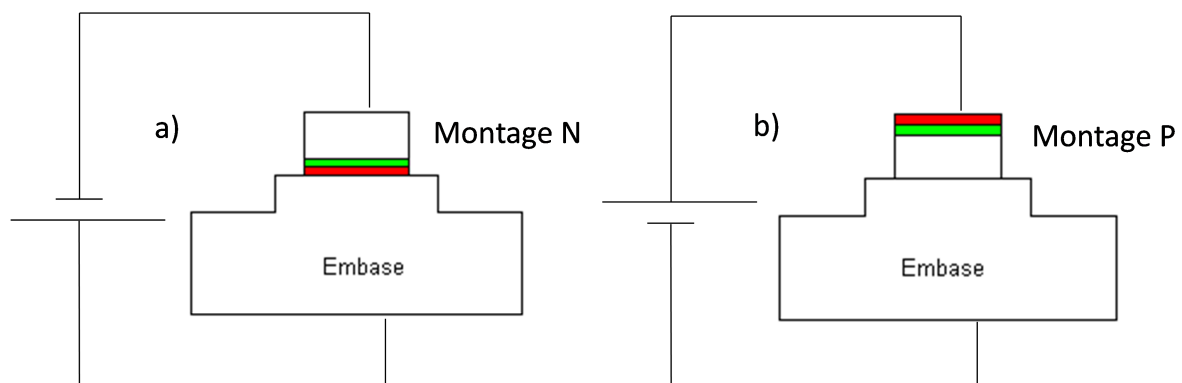


Figure III.2-3 : Schéma de montage d'une diode laser : a) montage UP ou P, b) montage DOWN ou N

Selon les besoins spécifiques et surtout selon les difficultés techniques, un type de montage sera privilégié :

	Avantages	Inconvénients
Montage P	Pas de remontée de soudure sur la zone active Pas de contraintes liées à la soudure Alignement de la diode sur l’embase peu contraignant	Moins bonne extraction thermique Dégradation plus rapide des performances avec la température
Montage N	Extraction thermique plus importante Dégradations liées à la thermique moins rapide	Risque de remonter de soudure sur la zone active Contraintes liées à la soudure Alignement de la diode sur l’embase sensible

Tableau III-2 : Comparaison des différents montages

Dans le cas des lasers larges, les diodes sont montées N afin d’optimiser l’extraction thermique. Dans ce type de montage, il est important de bien maîtriser la soudure et d’éviter que celle-ci puisse remonter sur la zone active qui n’est qu’à quelques microns de là (Figure III.2-4 et Figure III.2-5).

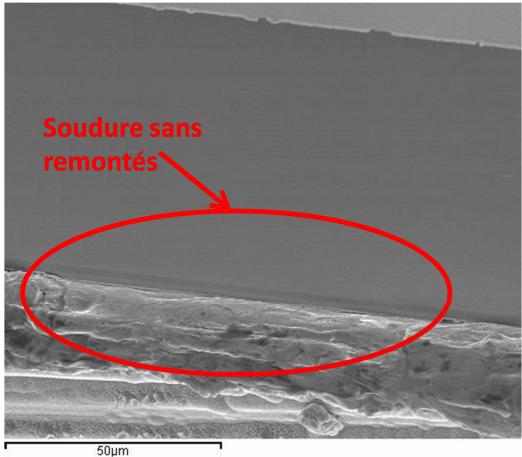


Figure III.2-4 : Photo MEB de la facette de sortie d'un laser large sans remontée de soudure

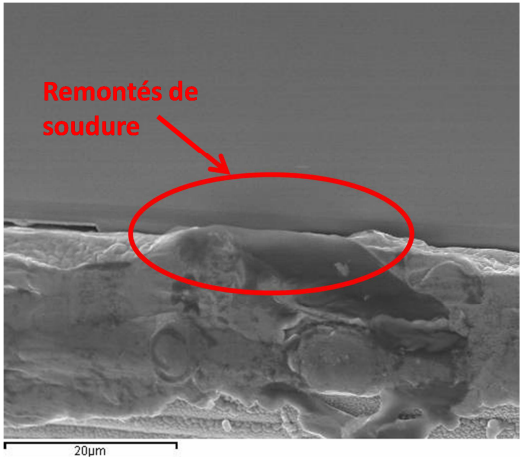


Figure III.2-5 : Photo MEB de la facette de sortie d'un laser large dont la soudure a partiellement occulté la zone active

III.2.2 Caractérisation des structures

III.2.2.a Caractérisations électro-optiques

La caractérisation électro-optique consiste à injecter des porteurs dans la diode laser et ensuite, mesurer la puissance optique émise par la diode ainsi que la tension aux bornes de la diode laser en fonction du courant. A partir de ces mesures, quatre paramètres caractéristiques sont extraits : le courant de seuil I_{th} , le rendement différentiel externe η_{diff} , la tension de coude V_c et la résistance série R_s .

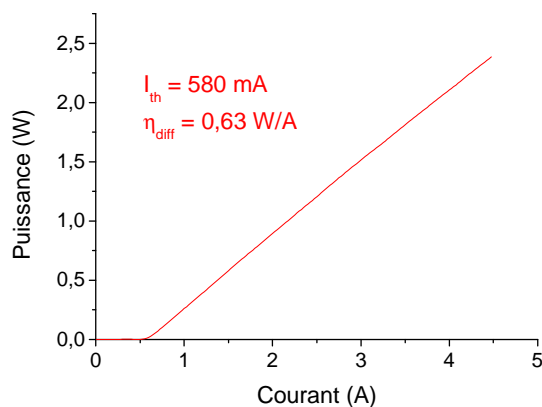


Figure III.2-6 : Mesure de la puissance optique d’un laser large de 2 mm brut de clivage à 20°C monté N en fonction du courant d’injection (structure XXL1321)

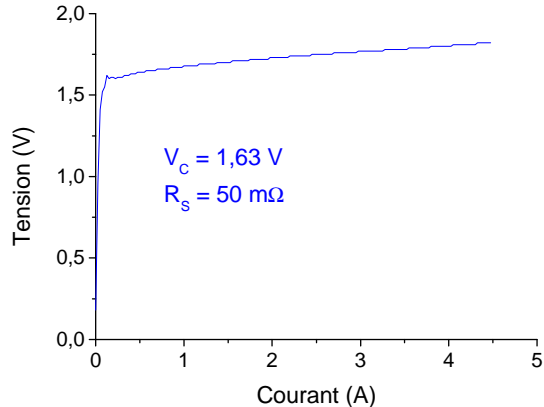


Figure III.2-7 : Mesure de la tension appliquée aux bornes d’un laser large de 2 mm brut de clivage à 20°C monté N en fonction du courant d’injection (structure XXL1321)

La Figure III.2-6 montre la mesure de la puissance optique en fonction du courant injecté d’un laser large de 2 mm de long, 100 μm de large, brut de clivage. Par une régression linéaire de cette courbe, nous pouvons remonter au courant de seuil ainsi qu’au rendement différentiel. Le courant de seuil calculé pour ce laser est de 580 mA, ce qui équivaut à une densité de courant de seuil de 290 A/cm² avec un rendement différentiel externe de 0,63 W/A. Ces valeurs sont similaires à celles des diodes lasers brut de clivage que l’on peut trouver dans le commerce [1]. Enfin, nous avons obtenu une très forte puissance (pour un laser brut de clivage) de 2,4 W/facette à 4,5 A.

La mesure de la tension aux bornes du laser large en fonction du courant d’injection (Figure III.2-7) montre une tension de coude avoisinant les 1,63 V et une résistance série de la diode de 50 m Ω . La résistance série d’un laser est un paramètre important dans le cadre d’applications nécessitant des forts rendements à la prise. Ainsi, il faut minimiser cette valeur qui dépend principalement des résistances de contacts (contact ohmique, nombre de fils d’or de câblage), des résistances des différentes couches de la structure (définie principalement par l’épitaxie) et du profil de dopage : plus le dopage est élevé, plus la résistance série est faible. Ainsi, il existe un compromis entre la minimisation des pertes internes, i.e. utiliser un faible dopage et la minimisation de la résistance série, i.e. augmenter le dopage des couches. Nous pouvons également comparer ces résultats avec ceux obtenus sur une autre structure ayant un puits quantique plus étroit (145 A contre 160 A), la structure XXL1418.

	I_{th} (mA)	η_{diff} (W/A)	V_c (V)	R_s (m Ω)
XXL1321	580	0.63	1,63	50
XXL1418	640	0.56	1.63	170

Tableau III-3 : Tableau comparatif entre une structure ayant un puits quantique de 145 A (XXL1418) et un de 160 A (XXL1321)

Le Tableau III-3 montre des différences entre les deux structures sur quasiment tous les paramètres étudiés. Ces différences peuvent avoir plusieurs explications :

- L'épithaxie des plaques n'ayant pas été réalisée dans la même campagne, il se peut que le dopage des matériaux diffère, ce qui a pour effet de modifier la résistance thermique des lasers et donc leurs performances.
- Le contact thermique entre la diode et l'embase étant un facteur important, une différence dans la qualité de la métallisation peut influencer sur la soudure indium et donc dégrader les performances des lasers. En effet, si le contact thermique est moins bon, la dissipation thermique le sera également impliquant une augmentation de la température dans la zone active et donc une augmentation du courant de seuil.

L'extraction des paramètres internes de nos structures (cf III.2.3.b) nous donnera de meilleurs éléments de réponse pour comprendre ces différences de résultats.

III.2.2.b Températures caractéristiques

Pour caractériser l'évolution des paramètres caractéristiques tels que le courant de seuil et le rendement différentiel externe en fonction de la température, des lois d'évolution ont été établies de façon empirique [2,3]. Deux paramètres, sans réel signification physique, ont été définis afin de pouvoir caractériser ces évolutions : T_0 , qui décrit l'évolution du courant de seuil et T_1 pour l'évolution du rendement différentiel externe.

Ainsi, il a été montré que l'évolution du courant de seuil suivait la loi III-1 suivante :

$$I_{th}(T'_2) = I_{th}(T'_1) e^{\frac{T'_2 - T'_1}{T_0}} \quad \text{III-1}$$

Comme nous le verrons par la suite, cette loi de T_0 suit relativement bien l'évolution du courant de seuil en fonction de la température.

A partir de cette loi, une autre loi concernant l'évolution du rendement différentiel a été mise en œuvre :

$$\eta_{diff}(T'_2) = \eta_{diff}(T'_1) e^{-\frac{T'_2 - T'_1}{T_1}} \quad \text{III-2}$$

Nous avons donc réalisé une étude en température sur les lasers larges afin de pouvoir extraire ces températures caractéristiques. De cette étude (Figure III.2-8), nous pouvons également remarquer la bonne tenue en température de ce laser et la faible dégradation de puissance sur une plage de 20°C à 90°C.

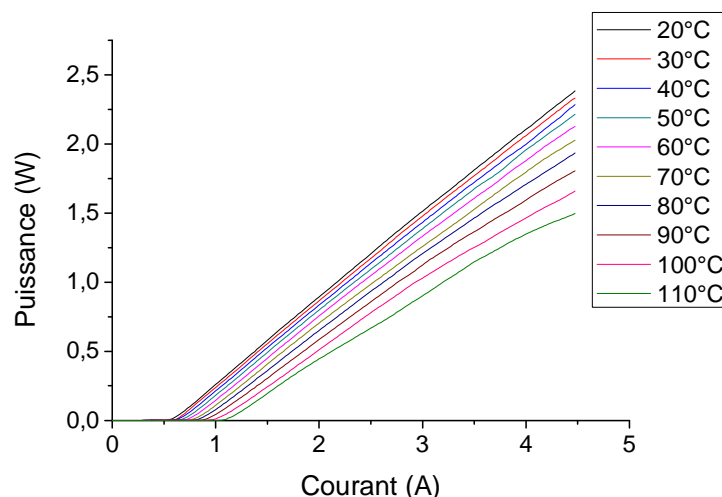


Figure III.2-8 : Caractéristique puissance-courant en fonction de la température de mesure d'un laser large XXL1321 de 2 mm brut de clivage

L'extraction des courants de seuils (Figure III.2-9) et des rendements différentiels (Figure III.2-10) nous a permis de calculer les températures caractéristiques.

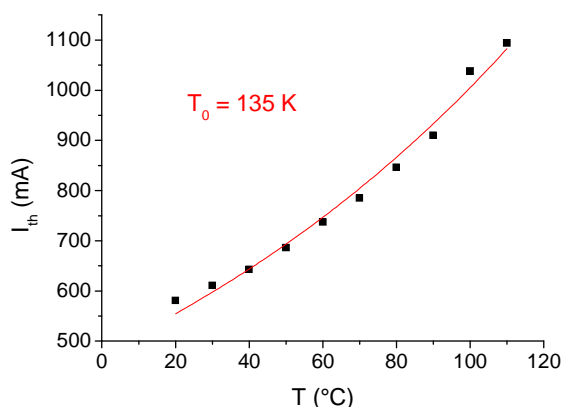


Figure III.2-9 : Evolution du courant de seuil en fonction de la température de mesure

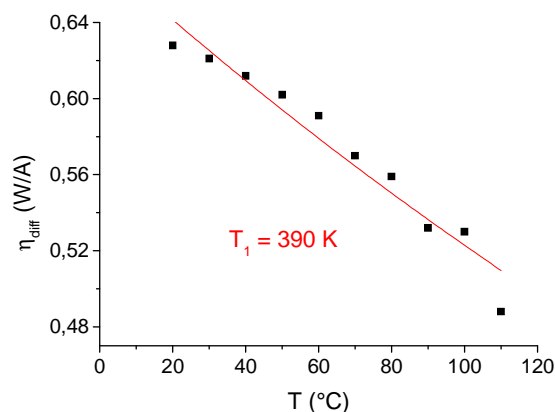


Figure III.2-10 : Evolution du rendement différentiel en fonction de la température de mesure

En utilisant l'équation III-1 dans la Figure III.2-9, nous avons pu constater le bon accord entre l'expérience et la loi empirique exprimant l'évolution du courant de seuil en fonction de la température. Nous avons obtenu une valeur de T_0 de 134 K, ce qui est en accord avec les valeurs trouvées traditionnellement dans la littérature [4].

Par contre, l'ajustement de l'équation III-2 dans la Figure III.2-10 n'est pas totalement en accord avec l'expérience. En effet, la courbe rouge n'ajuste pas de manière satisfaisante les points de mesure, la valeur obtenue ($T_1 = 390$ K) ne peut donc pas être caractéristique de l'évolution du rendement différentiel. Plus généralement, nous avons retrouvé cette différence sur la majorité de nos composants testés au cours de ces trois années de thèse. Une explication sur la difficulté de mesurer le T_1 d'un laser vient en soi-même de son expression mathématique (équation III-2). En effet, en supposant un mécanisme de dégradation du rendement différentiel semblable à celui du courant de seuil, le rendement différentiel devrait avoir une dégradation d'abord lente, puis s'accroissant (à l'image des résultats expérimentaux). Or l'équation décrivant T_1 montre une dégradation du

rendement différentiel rapide puis ralentissant à haute température. Ainsi, cette formulation n'est sans doute pas la plus adaptée pour nos lasers.

III.2.2.c Validation du confinement perpendiculaire

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre II, l'empilement des couches en structures de type SCH implique un confinement du mode optique sur l'axe rapide : seul le mode fondamental participe à l'émission laser. Afin de vérifier ce fonctionnement monomode sur l'axe rapide, l'étude du champ lointain du laser est réalisée grâce à l'utilisation d'une photodiode fixée à l'extrémité d'un bras rotatif qui mesure la puissance optique selon son angle par rapport à la facette du laser.

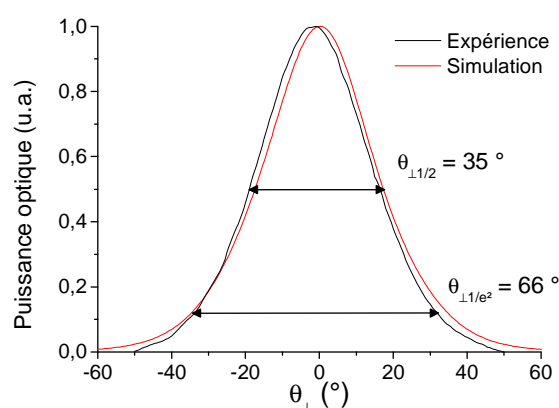


Figure III.2-11 : Champ lointain d'un laser large (XXL1321) de 2mm à 115mW, brut de clivage, expérience (courbe noire) et simulation (courbe rouge)

La mesure du champ lointain (Figure III.2-11) confirme l'aspect monomode sur l'axe rapide de la structure et valide son confinement vertical. Les mesures de ce champ lointain montrent une divergence à $\frac{1}{2}$ de l'ordre de 35° et de 66° à $1/e^2$. De plus, la courbe rouge, obtenue par simulation de la structure montre un bon accord avec l'expérience, le léger décalage des sommets des champs lointains est sans aucun doute dû à un mauvais calibrage de l'angle 0° du bras rotatif portant la caméra. De plus, nous pouvons voir que la courbe obtenue par simulation est légèrement plus évasée que pour l'expérience : cela est la conséquence de la modification des indices due à l'augmentation de la température dans la zone active.

III.2.2.d Evolution de la longueur d'onde et calcul de la résistance thermique

Dans un laser large (et également dans un laser ridge Fabry-Perot), la longueur d'onde d'émission est définie par sa valeur au maximum de la courbe de gain. Le positionnement de la courbe de gain dépendant de la densité de porteurs et de la température du laser, la longueur d'onde varie selon ces deux paramètres : en fonction du courant, la longueur d'onde décroît jusqu'à ce que le courant injecté atteigne le courant de seuil du laser (dû à l'injection des porteurs, cf § II.3.2.c), puis il augmente en fonction du courant du fait de l'augmentation de la température dans la zone active. L'étude de la variation de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection et de la température est un critère permettant le calcul de la résistance thermique du laser.

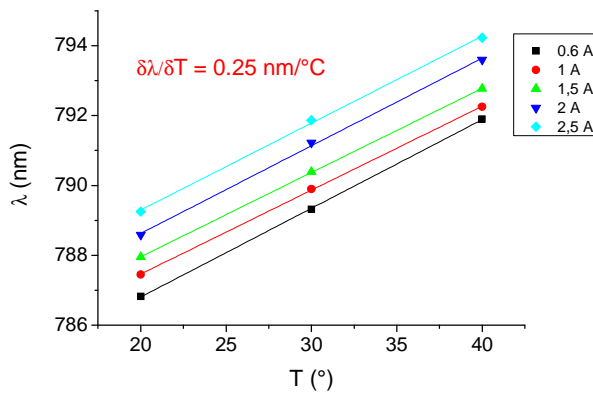


Figure III.2-12 : Evolution de la longueur d'onde en fonction de la température de mesure (XXL1321, 2mm)

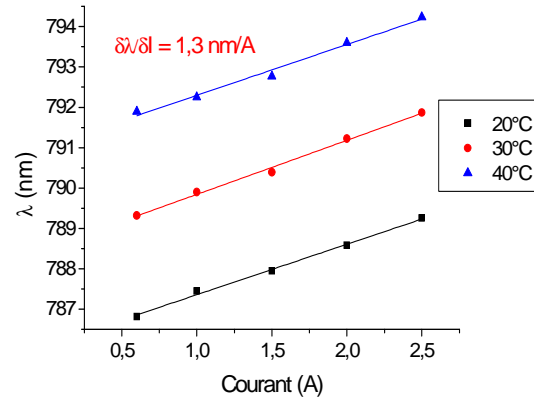


Figure III.2-13 : Evolution de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection (XXL1321, 2mm)

L'étude de la variation de la longueur d'onde en fonction du courant ou de la température montre un constat clair :

- L'évolution en fonction de la température (Figure III.2-12), de 0,25 nm/°C, est indépendante du courant injecté dans la diode laser. En effet, le courant étant constant pour tous les points de mesure en température, le décalage de la longueur d'onde dû à la densité de porteurs est constant.
- Pour la même raison, l'évolution de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection, de 1,3 nm/A est indépendante de la température de mesure.

A partir de ces mesures, le calcul de la résistance thermique du laser est relativement aisé à accomplir. En effet, la résistance thermique R_{th} est définie comme le ratio entre l'élévation de la température dans la diode laser et la puissance dissipée dans la diode laser, soit :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{elec} - P_{opt}} \quad \text{III-3}$$

où P_{elec} est la puissance électrique injectée dans la diode et P_{opt} la puissance optique **totale** émise par la diode (par les deux facettes du laser). Dans le cas d'un laser brut de clivage, la puissance émise par une facette est identique à celle émise par l'autre facette.

La résistance peut donc se réécrire comme :

$$R_{th} = \frac{\frac{\partial \lambda}{\partial (UI - P_{opt})}}{\frac{\partial \lambda}{\partial T}} \quad \text{III-4}$$

Ainsi, en prenant les valeurs obtenues dans la Figure III.2-12 et dans la Figure III.2-14, nous obtenons une valeur de résistance thermique de 7 K/W. Cette valeur est un résultat typique de laser large de 2 mm de long, monté down.

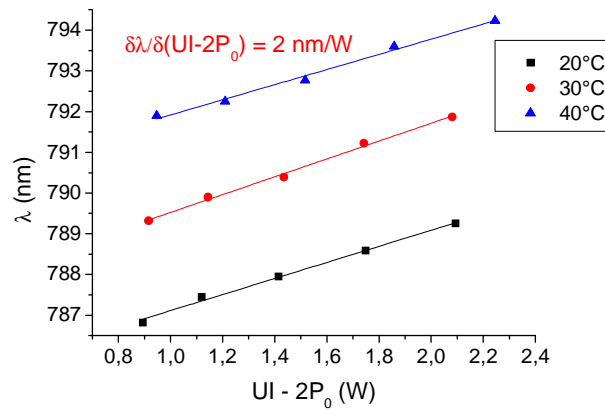


Figure III.2-14 : Evolution de la longueur d'onde en fonction de la puissance dissipée

III.2.3 Paramètres intrinsèques de la structure

III.2.3.a Mise en évidence théorique

A partir des résultats de puissance optique en fonction du courant obtenus sur des lasers larges de longueurs différentes, nous pouvons extraire les paramètres internes des structures lasers : α_i , η_i , ΓG_0 , J_0 . A partir des équations développées dans le chapitre II, il est facile d'extraire les paramètres qui nous intéressent en effectuant quelques manipulations mathématiques.

Nous avons pu voir dans l'équation II-8 que les pertes aux miroirs s'écrivaient :

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$$

Avec $R = R_1 = R_2$ dans le cas d'un laser brut de clivage.

Or l'équation II-29 nous donne l'expression du rendement quantique interne η_i en fonction du rendement différentiel externe η_{diff} du laser caractérisé :

$$\eta_{diff} = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \frac{h\nu}{q}$$

Nous pouvons donc exprimer cette dernière expression comme :

$$\frac{1}{\eta_{diff}} = \frac{1}{\eta_i} \left(1 - \frac{\alpha_i}{\ln R} L \right) \frac{h\nu}{q} \quad \text{III-5}$$

Plus généralement, nous utilisons le rendement quantique externe η_{ext} exprimé dans le chapitre II par la relation $\eta_{diff} = \eta_{ext} \frac{h\nu}{q}$, ce qui donne dans l'équation III-5 :

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{1}{\eta_i} \left(1 - \frac{\alpha_i}{\ln R} L \right) \quad \text{III-6}$$

L'équation III-6 est une fonction linéaire dépendant de la longueur du laser (L) et dont la pente est proportionnelle aux pertes internes α_i et l'ordonnée à l'origine définie par $\frac{1}{\eta_i}$. Ainsi, en ayant au minimum deux longueurs de laser, nous pouvons remonter à α_i et η_i .

Nous avons également pu voir que le gain d'un laser était clampé à sa valeur au seuil, et défini par :

$$\gamma = \alpha_i + \alpha_m \quad \text{III-7}$$

Or nous avons vu que le gain peut aussi s'écrire II-37 :

$$\gamma = \Gamma G_0 \ln\left(\frac{N}{N_0}\right)$$

De plus, lorsque la densité de courant injecté se situe entre la densité de courant de transparence et celle au seuil de l'émission laser, la densité de courant peut être approximée par l'équation II-23 et donc, le gain peut s'exprimer au seuil comme :

$$\gamma = \Gamma G_0 \ln\left(\frac{J_s}{J_0}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad \text{III-8}$$

En remplaçant l'expression de α_m dans l'équation III-8, nous obtenons :

$$\ln(J_s) = \ln(J_0) + \frac{\alpha_i}{\Gamma G_0} - \frac{1}{\Gamma G_0 L} \ln R \quad \text{III-9}$$

Ainsi, en ayant déterminé α_i à partir de l'équation III-5, et en connaissant la densité de courant au seuil de l'émission laser, nous pouvons remonter à la densité de courant de transparence J_0 ainsi qu'au coefficient de gain modal de la structure ΓG_0 . Les équations III-5 et III-9 nous permettent donc de déterminer les paramètres internes de nos structures lasers.

III.2.3.b Résultats expérimentaux

Pour déterminer les paramètres internes des structures étudiées, nous avons caractérisé des lasers larges de deux longueurs différentes : 1 et 2 mm.

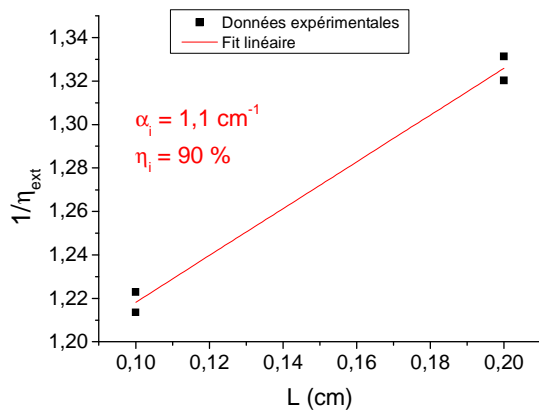


Figure III.2-15 : Extraction des pertes internes et du rendement quantique interne (XXL1321)

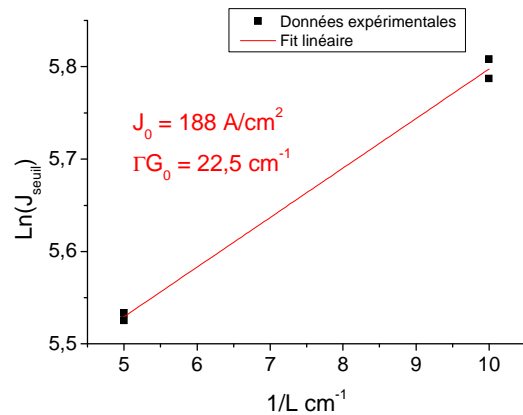


Figure III.2-16 : Extraction de la densité de courant de transparence et du gain modal (XXL1321)

Avant d'analyser ces résultats en les comparant aux valeurs théoriques, il est important de prendre en compte un défaut de cette méthode : l'utilisation de seulement deux longueurs. En effet, nous

pouvons observer (Figure III.2-15 et Figure III.2-16) une relative dispersion des mesures qui peut fausser le calcul des paramètres internes. L'utilisation de trois, voire quatre, longueurs de lasers permettrait de réduire l'incertitude de la mesure (incertitude estimée dans notre cas à $\pm 0,2 \text{ cm}^{-1}$ pour les pertes internes).

Comparaison des deux structures, expériences et simulations

Nous avons déterminé les paramètres internes des deux structures étudiées : XXL1321 et XXL1418. Ces structures ayant été simulées au préalable, nous pouvons également estimer le bon accord entre les valeurs issues de ces simulations et celles obtenues expérimentalement.

	Paramètres expérimentaux				Paramètres simulés			
	$\alpha_i (\text{cm}^{-1})$	$\eta_i (\%)$	$\Gamma G_0 (\text{cm}^{-1})$	$J_0 (\text{A/cm}^2)$	$\alpha_i (\text{cm}^{-1})$	$\eta_i (\%)$	$\Gamma G_0 (\text{cm}^{-1})$	$J_0 (\text{A/cm}^2)$
XXL1321	1,1	90	22,5	188	1,25	92	21,3	198
XXL1418	0,9	80	20,5	208	1,5	87	29,4	195

Tableau III-4 : Comparaison des paramètres internes (expérimentaux et simulés) des deux structures étudiées

La comparaison des deux structures montre des résultats notablement meilleurs pour la structure XXL1321 (à l'exception de pertes internes légèrement plus élevées) par rapport à la structure XXL1418. Ces différences de résultats peuvent s'expliquer de différentes manières :

- Le puits quantique de la structure XXL1418 étant plus étroit que celui de la XXL1321 (145 Å contre 160 Å), le recouvrement de son mode optique est donc plus faible. Néanmoins, cette hypothèse, si elle semble pertinente dans le cas du gain modal, n'explique pas l'augmentation importante de la densité de courant de transparence ni la diminution du rendement quantique interne.
- Une autre hypothèse peut être liée à la qualité de l'épitaxie des structures qui, si elles sont toutes les deux excellentes, peuvent différer sensiblement. Cette hypothèse est en accord avec les différences de résistances séries obtenues précédemment.

Le Tableau III-4 montre également un accord relativement bon entre les résultats expérimentaux et ceux qui ont été simulés pour chacune des structures. Les petites différences existant entre ces résultats sont principalement dues aux différences entre l'empilement des couches de la structure simulé et de celle caractérisé. Enfin, notons également qu'il existe des incertitudes sur les mesures expérimentales qui se répercutent sur les paramètres internes extraits : typiquement, nous avons des incertitudes sur le courant de seuil, le rendement différentiel externe ainsi qu'une légère dispersion des résultats entre des lasers d'une même structure et de même longueur. Ces incertitudes de mesure entraînent *de facto* des barres d'erreurs sur les valeurs estimées.

III.2.4 Conclusion intermédiaire

Dans cette partie, nous avons commencé à voir le premier type de laser nous permettant de valider les structures épitaxiées. Ainsi, les paramètres internes des structures étudiées ont montré des résultats en accord avec ceux estimés lors des simulations de structures. De plus, nous avons pu vérifier le bon confinement de l'axe rapide de la diode et le caractère monomode perpendiculaire du

faisceau, étape indispensable pour l'obtention d'un faisceau monomode transverse (sur l'axe rapide et l'axe lent) obtenu par la réalisation de laser à ruban étroit Fabry-Perot.

III.3 Laser à ruban étroit

La réalisation des lasers ayant un ruban étroit, (que nous nommerons laser ridge Fabry-Perot ou FP par la suite) est une étape déterminante en vue de réaliser un laser DFB. En effet, la gravure du ruban déterminera la qualité du fonctionnement monomode transverse du laser en fonction du courant d'injection. Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, la largeur du ruban et sa profondeur de gravure sont les paramètres à maîtriser pour assurer le bon fonctionnement du ruban : si le ruban est trop large ou si la gravure du ruban est trop profonde, plusieurs modes oscillent dans la cavité. Ainsi, avoir un processus technologique de qualité, fiable et reproductible est le facteur clé pour obtenir les meilleurs lasers FP possibles.

Au cours de notre étude, nous avons réalisé deux types de laser ridge FP différents : le laser ridge simple (Figure III.3-1), et le laser ridge double tranchée (Figure III.3-2).

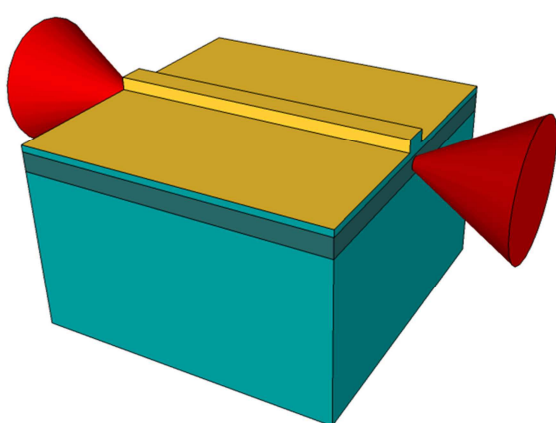


Figure III.3-1 : Schéma d'un laser ridge simple

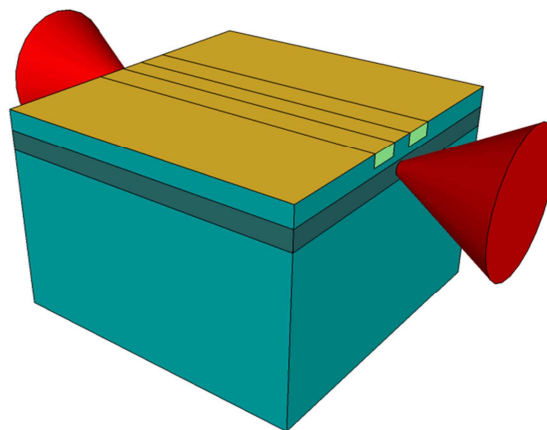


Figure III.3-2 : Schéma d'un laser ridge double tranchée

Historiquement, les deux structures présentées ont été réalisées lors de deux campagnes d'épitaxie différentes. La structure XXL1321 a été réalisée en premier et a subi un processus technologique de ridge simple. La structure XXL1418 a, quant à elle, été réalisée un an après et a été traitée pour obtenir un ridge double tranchée.

III.3.1 Réalisation des composants

III.3.1.a Processus technologique

Le processus technologique pour la réalisation des rubans des lasers FP est un processus standard, développé par les équipes de III-V Lab depuis des années. Ce processus est détaillé dans la Figure III.3-3 et est sensiblement le même pour les rivières simples et les rivières doubles tranchées (mis à part une implantation de protons dans le second cas qui empêche l'injection de porteurs).

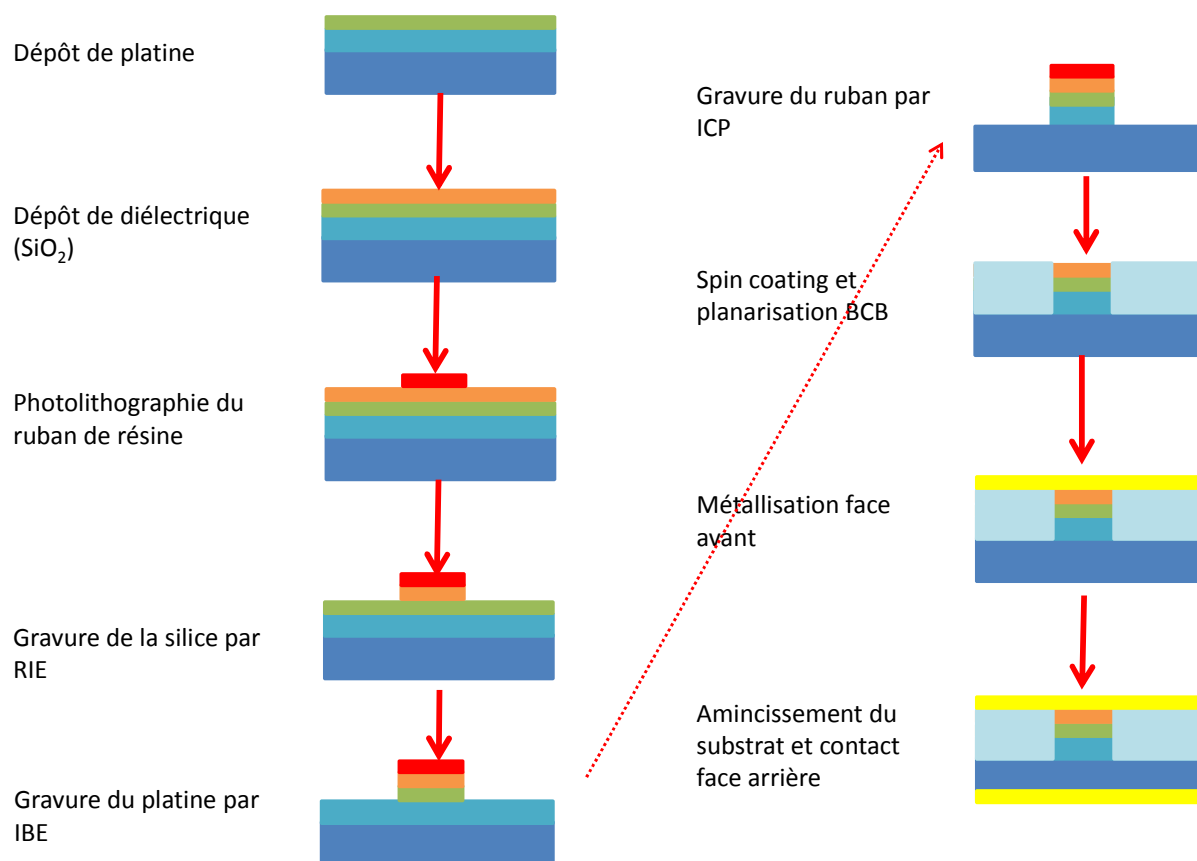


Figure III.3-3 : Processus technologique pour la réalisation de laser Fabry-Perot

Afin de vérifier la profondeur de gravure ainsi que la largeur du ruban des lasers FP, nous avons réalisé des photos au microscope électronique à balayage (MEB).

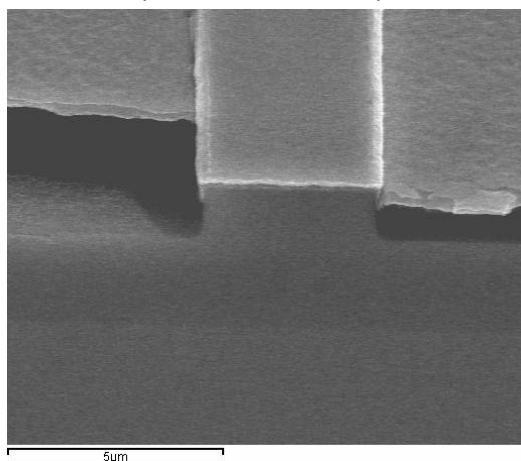


Figure III.3-4 : Photo MEB d'un laser ridge simple

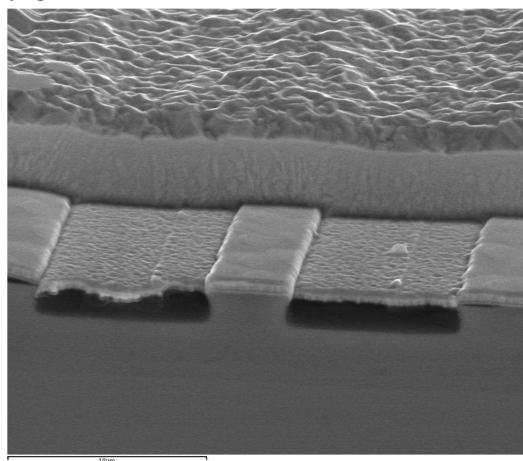


Figure III.3-5 : Photo MEB d'un laser ridge double tranchée

L'utilisation d'un ruban à double tranchée présente l'avantage d'obtenir des lasers planarisés sur le côté dopé P de la diode ce qui implique la possibilité de monter ces lasers down sur une embase et donc faciliter l'extraction thermique contrairement au laser ridge simple, où le montage down s'avère moins facile à réaliser.

III.3.1.a Traitement des facettes

Les lasers bruts de clivage présentent l'inconvénient que la moitié de la puissance émise par le laser n'est généralement pas exploitable pour l'utilisateur. Pour pallier ce défaut, l'utilisation d'un traitement haute-réflexivité (HR) sur une facette permet de « renvoyer » la puissance optique sur la facette de sortie du laser. En appliquant un traitement antireflet (AR) sur cette dernière, nous pouvons conserver le même produit R_1R_2 que dans le cas d'un laser brut de clivage (ce qui permet de conserver le courant de seuil du laser) tout en augmentant ostensiblement la puissance émise par la facette de sortie.

Le principe du dépôt antireflet est de favoriser les interférences destructives entre la lumière réfléchiée par la facette du laser et celle réfléchiée par le matériau déposé. Ainsi, le dépôt fonctionne comme une lame $\lambda/4$ adaptée à la longueur d'onde ciblée. Le dépôt HR fonctionne sur le principe du miroir de Bragg.

Pour obtenir une facette avec un coefficient de réflexion le plus bas possible, il faut déposer une ou plusieurs couches de matériaux diélectriques ayant des indices optiques bien définis :

- Dans le cas d'un dépôt monocouche, l'indice du matériau déposé doit suivre la loi :

$$n = \sqrt{n_0 n_s}$$

où n_0 est l'indice optique extérieur (ici, l'air) et n_s l'indice optique du matériau sur lequel on dépose l'antireflet. Le dépôt monocouche a l'avantage d'être plus simple à mettre en œuvre. Néanmoins, il n'est pas toujours possible de trouver un matériau ayant exactement le bon indice optique pour la longueur d'onde visée. De plus, la largeur spectrale optimum de ce type de dépôt est relativement faible.

- Dans le cas d'un dépôt multicouche, l'épaisseur de chaque couche doit être adaptée en plus des indices optiques. L'avantage des dépôts multicouches est de pouvoir cibler le plus efficacement possible la longueur d'onde optimale et d'augmenter la largeur spectrale efficace.

Dans le cas de nos lasers, nous utilisons un couple $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ pour réaliser un AR de l'ordre de 2 % et un couple $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$ pour le traitement HR des facettes avec un coefficient de réflectivité avoisinant les 95 %.

III.3.2 Premières caractérisations

Comme dans le cas des lasers larges, la première caractérisation des lasers FP consiste en une mesure de $P(I)$ et de $V(I)$. Notons tout d'abord que la gravure d'un ruban, quel qu'il soit, dans la structure augmente la densité de porteurs au seuil dans le puits quantique, ce qui a pour conséquence de diminuer de manière significative le courant de seuil par rapport à celui d'un laser large. De plus, la gravure du ruban augmente légèrement les pertes optiques (dû à la possibilité d'avoir des pièges électroniques sur les bords du ruban). Ainsi, le rendement différentiel d'un laser ridge sera inférieur à celui d'un laser large.

Les lasers présentés dans cette partie sont des lasers de 2 mm de long ayant un ruban de 4 μm de large et un traitement AR/HR des facettes.

III.3.2.a Caractéristiques $P(I)$ et $V(I)$

Pour les deux structures présentées, nous allons étudier en parallèle les résultats électro-optiques obtenus à partir des caractérisations réalisées.

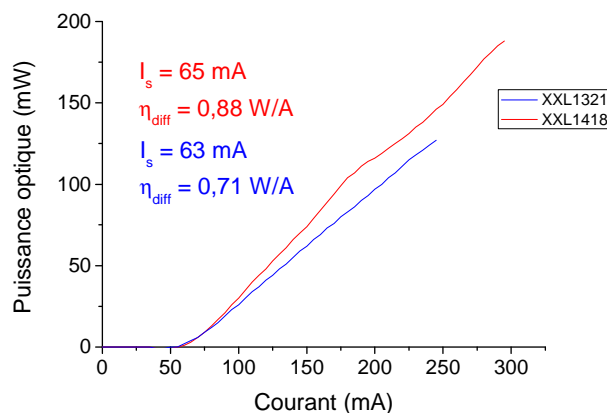


Figure III.3-6 : Mesure $P(I)$ des lasers FP XXL1321 et XXL1418 traités AR/HR, à 20°C,

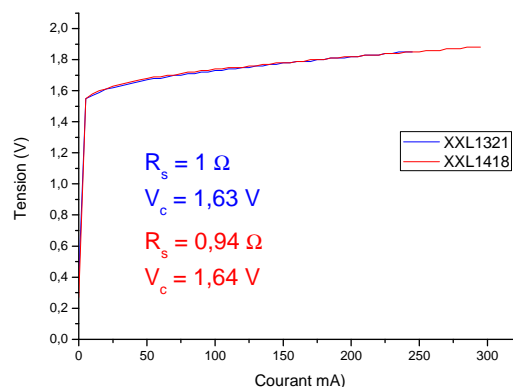


Figure III.3-7 : Mesure $V(I)$ des lasers FP XXL1321 et XXL1418 traités AR/HR, à 20°C,

L'analyse de la Figure III.3-6 nous renseigne sur le comportement de la puissance optique en fonction du courant des lasers FP. Les courants de seuil mesurés sont quasi-identiques pour les deux types de lasers, de l'ordre de 65 mA. Néanmoins, le rendement différentiel du laser de la structure XXL1321 est inférieur à celui de la structure XXL1418. La différence de rendement différentiel s'explique par le fait que le laser issu de XXL1321 a un gain plus élevé que celui du laser issu de XXL1418. En effet, les mesures de champs proches (cf III.3.3) le confirmeront, la densité de courant de seuil est plus élevée dans le cas de la structure XXL1321, ce qui implique une augmentation des pertes totales du laser. Or, le traitement AR/HR des miroirs des lasers est sensiblement identique entre les deux structures, ce qui implique une augmentation des pertes internes du laser XXL1321. Ainsi, du fait de cette augmentation des pertes internes, le rendement différentiel est donc plus faible que pour le laser issu de XXL1418. L'augmentation des pertes internes est sûrement due à une profondeur de gravure du ruban plus élevée dans le cas de XXL1321, ce qui implique également un plus fort confinement du mode optique selon l'axe lent du laser.

Enfin, nous pouvons remarquer un comportement non-linéaire localement de la caractéristique $P(I)$ du laser de la structure XXL1418 à fort taux d'injection (vers 220 mA). Ce décrochement traduit un saut de mode optique dans la cavité et donc l'apparition d'un second mode de type TM_{10} .

Enfin, la Figure III.3-7 montre les résultats des mesures de $V(I)$ des lasers de chaque structure (correspondant aux mesures $P(I)$ de la Figure III.3-6). La tension de coude de chaque laser FP est quasiment identique, et très proche des valeurs trouvées dans le cas des lasers larges. Ceci s'explique par le fait que dans les lasers à transition interbande, la tension de coude traduit l'entrée des quasi-niveaux de Fermi dans les bandes de valence et de conduction. Ce phénomène, étant indépendant de la largeur du ruban, la tension de coude reste donc constante pour un laser FP ou un laser large.

L'augmentation des résistances séries (par rapport à celles des lasers larges) est, quant à elle, la conséquence de la diminution de la zone d'injection.

III.3.2.b Evolution de la longueur d'onde

Pour l'intégration de diodes FP dans des systèmes, connaître l'évolution de la longueur d'onde du laser en fonction du courant et de la température s'avère important. Dans cette optique, nous avons mesuré les évolutions de la longueur d'onde selon ces deux paramètres.

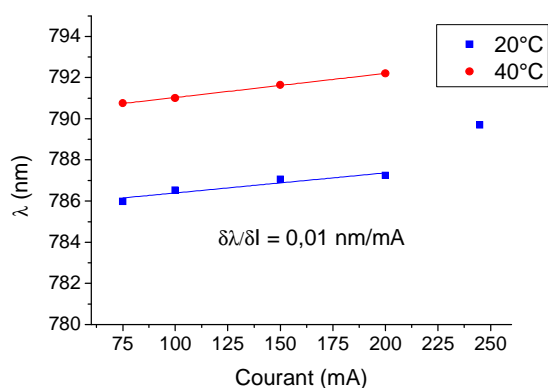


Figure III.3-8 : Evolution de la longueur d'onde d'émission en fonction du courant, à deux températures de mesure.

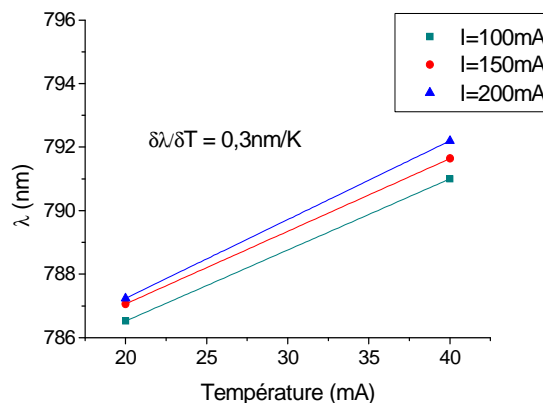


Figure III.3-9 : Evolution de la longueur d'onde d'émission en fonction de la température, à trois courants de mesure.

Les comportements spectraux entre les deux lasers sont identiques : nous ne présentons ici que les résultats de la diode issue de XXL1418. Les variations de la longueur d'onde en fonction du courant (Figure III.3-8) montrent un comportement quasi-linéaire (la thermique du laser influençant relativement peu la longueur d'onde à faible courant) avec une pente de 0,01 nm/mA (soit environ 5 GHz/mA). Néanmoins, nous pouvons apercevoir l'apparition d'un saut de mode au-dessus d'un courant de 200 mA à 20°C. Ce saut de mode coïncide avec l'apparition du décrochement sur le P(I) pouvant traduire la perte du comportement monomode transverse de la diode XXL1418.

L'évolution de la longueur d'onde en fonction de la température de fonctionnement de la diode (Figure III.3-9) montre une variation d'un facteur 20 par rapport à celle obtenue pour le courant (0,3 nm/K).

Nous pourrions nous interroger sur la pertinence de nos résultats au vu de la longueur d'onde de nos diodes lasers FP qui sont centrées vers 787 nm au lieu des 780 nm visés initialement. En réalité, dans le cas de lasers intégrés dans des cavités étendues, deux facteurs permettent de rester optimiste :

- Afin de pouvoir extraire le maximum de puissance monomode, le traitement AR doit être optimisé afin d'être le meilleur possible, typiquement vers 1.10^{-3} . Avec un tel traitement antireflet, le seuil de l'émission laser augmente, décalant ainsi le maximum de gain vers des longueurs d'onde plus petites.
- De plus, les filtres interférentiels utilisés dans les cavités étendues tolèrent un décalage entre la longueur d'onde du maximum de gain et la longueur d'onde visée par le filtre.
- Dans le cas des lasers DFB (cf. § III.4), il est néanmoins important de conserver un coefficient de réflexion sur la facette de sortie de l'ordre de 2 % afin de minimiser les contre-réactions dans la diode, ce qui peut perturber son bon fonctionnement.

III.3.2.c Taux de polarisation : mode TM prédominant

L'utilisation d'un puits quantique en GaAsP implique une contrainte en tension (cf chapitre II) et donc une lumière polarisée TM. En utilisant un prisme de Glan en sortie du laser, la mesure de puissance du laser selon la polarisation s'avère possible. Ainsi, nous avons pu calculer (Figure III.3-10) le taux de polarisation du laser en fonction du courant injecté. En effet, on peut définir le taux de polarisation à partir du rapport :

$$\tau_{TM} = \frac{P_{TM}}{P_{TM} + P_{TE}} \quad \text{III-10}$$

où P_{TM} est la puissance optique polarisée TM et P_{TE} la puissance optique polarisée TE

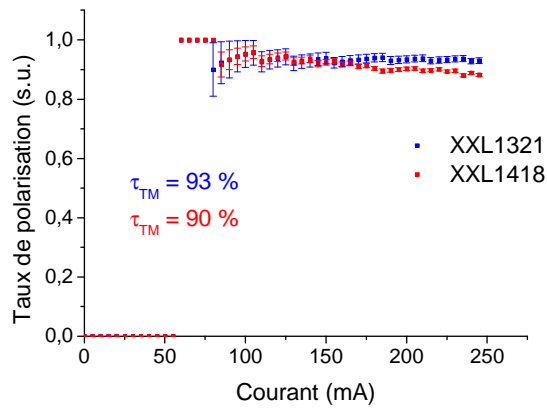


Figure III.3-10 : Taux de polarisation TM selon le courant d'injection, structure XXL1321 et XXL1418

Le taux de polarisation des lasers FP est relativement élevé (>90%). Nous noterons l'importance des barres d'erreur sur les mesures, notamment près du seuil. Cette importance est due au pas d'incrément de la sphère intégratrice qui nous a servi à faire ces mesures. En effet, la résolution de la sphère est de 1mW et notre dispositif entraîne des pertes optiques importantes ce qui implique des faibles puissances détectées, surtout dans le cadre de la mesure de puissance polarisée TE.

Pour affiner encore les mesures de polarisation, nous avons cherché à mesurer la puissance optique du laser en fonction de la rotation du prisme de Glan à un courant fixé sur la diode issue de la structure XXL1418.

En effet, le champ électromagnétique peut s'écrire selon la formule suivante :

$$\vec{E}(\theta) = A \sin(\theta + \varphi) \vec{e}_{TM} + B \cos(\theta + \varphi) \vec{e}_{TE} \quad \text{III-11}$$

avec θ l'angle du prisme de Glan, φ la phase de l'onde, A et B les amplitudes des polarisations TM et TE.

L'intensité optique résultante est donc :

$$I = |\vec{E}|^2 \quad \text{III-12}$$

$$I = A^2 \sin^2(\theta + \varphi) + B^2 \cos^2(\theta + \varphi) \quad \text{III-13}$$

En effectuant le rapport d'amplitude de l'émission TM (traduit par A) et le rapport total des amplitudes, nous pouvons remonter au taux de polarisation du laser :

$$\tau_{TM} = \frac{A^2}{A^2 + B^2} \quad \text{III-14}$$

Ainsi, en effectuant une régression sur les points de mesure, nous pouvons déterminer les valeurs de A et B et donc, calculer le taux de polarisation pour un courant donné.

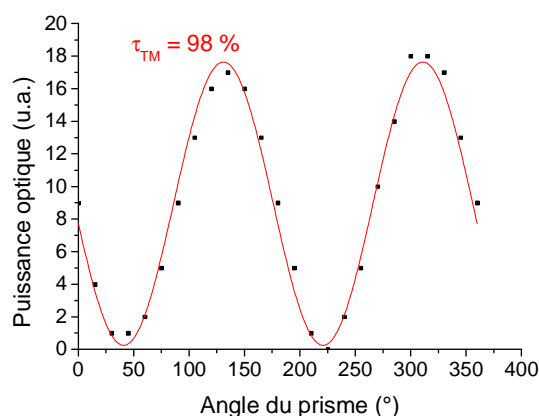


Figure III.3-11 : Mesure de la puissance optique selon l'angle de rotation du prisme de Glan du laser FP issu de XXL1418 à 100 mA

Le calcul du taux de polarisation effectué à partir de la Figure III.3-11 montre que la lumière est polarisée TM à 98 %. En comparant avec le taux obtenu au même courant dans la Figure III.3-10, nous obtenions un taux de polarisation de 95%. Ainsi, l'erreur relative entre nos deux valeurs obtenues est de 3 %. La mesure de la polarisation a également été réalisée sur les lasers larges qui ont montré des taux de polarisation du mode TM constant sur des plages de mesures de plus de 2 A de courant injecté, avec plus de 97 % (et des barres d'erreur inférieures à 0,1%). Ainsi, la polarisation du faisceau est légèrement affectée par la gravure du ruban mais reste très bonne avec plus de 90% du faisceau polarisé TM.

III.3.3 Qualité de faisceau : étude du M^2

L'étude de la qualité de faisceau (M^2) des lasers FP est importante pour contrôler le caractère monomode transverse de la diode ainsi que pour valider le processus technologique appliqué aux structures lasers.

III.3.3.a Méthodes de calcul du M^2

Il existe plusieurs méthodes et calculs permettant de déterminer le facteur de qualité de faisceau M^2 d'un laser, principalement deux, basées sur deux approches différentes :

- La mesure à deux points dont le principe est lié à l'utilisation du champ proche et du champ lointain du laser.
- La mesure du champ le long de l'axe optique qui utilise une formule reliant l'évolution de la taille du waist selon l'axe optique et le M^2 .

Comme nous l'avons déjà vu plus tôt dans le manuscrit (cf Figure II.2-2), la diode laser possède deux axes propres définis comme l'axe rapide (perpendiculaire à l'empilement des couches) et l'axe lent (parallèle au plan des couches). Du fait de la forme du faisceau (elliptique), son étude peut être réalisée en séparant les deux axes.

Le champ proche d'un laser est défini comme étant le champ émis par la diode laser à une distance inférieure à celle de Rayleigh (distance caractéristique à partir de laquelle le faisceau s'est élargi de $\sqrt{2}$). Cette distance se calcule à partir de l'équation suivante :

$$Z_r = \frac{\pi W_0}{\lambda M^2} \quad \text{III-15}$$

Avec λ la longueur d'onde, W_0 (waist) la largeur du champ minimale (dans la direction perpendiculaire à l'axe optique), M^2 le facteur de qualité de faisceau. Dans le cas des diodes lasers, le W_0 sur l'axe perpendiculaire est défini par la taille de la zone active. Dans le cas de l'axe parallèle, du fait de l'utilisation d'un ruban shallow ridge, la taille de W_0 est définie par l'étalement des porteurs.

Pour un faisceau à la longueur d'onde de 780 nm, un M^2 de 1,2 et un W_0 de 4 μm , on trouve une distance de Rayleigh de l'ordre de 0,01 mm sur l'axe parallèle.

Le champ lointain d'un laser représente le champ émis par la diode à une distance plusieurs fois supérieure à celle de Rayleigh. Pour définir une valeur de la divergence du champ lointain, prenant en compte le profil complet, le calcul de l'écart-type à $1/e^2$ du profil de champ est utilisé (ce qui représente une moyenne pondérée de la divergence) :

$$\sigma_{s_x}^2(z) = \frac{\iint (s_x - \bar{s}_x)^2 \hat{I}(s_x, s_y, s_z) ds_x ds_y}{\iint \hat{I}(s_x, s_y, s_z) ds_x ds_y} \quad \text{III-16}$$

où $\hat{I}(s_x, s_y, s_z)$ est la transformée de Fourier du profil d'intensité du faisceau ($I(x, y, z)$), et la propagation se faisant dans la direction z .

La fréquence spatiale s étant reliée à l'angle de propagation θ par la relation : $s_x = \frac{\sin(\theta)}{\lambda} \approx \frac{\theta}{\lambda}$, nous pouvons en déduire la divergence du champ lointain comme :

$$\theta_{\text{radians}} = 2 \cdot \lambda \cdot \sigma_{s_x} = 2 \cdot \sigma_{\text{radians}} \quad \text{III-17}$$

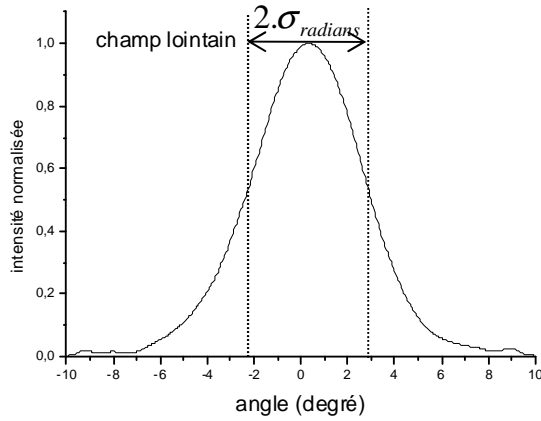


Figure III.3-12 : exemple de profil de champ lointain

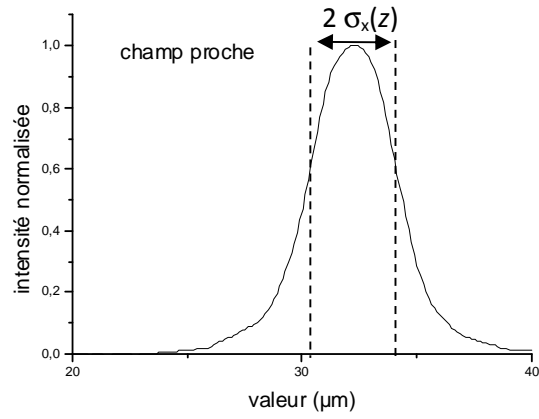


Figure III.3-13 : exemple de profil de champ proche

De la même manière que ce que nous venons de présenter pour le calcul de la divergence du champ lointain, nous utilisons le principe des écarts-types pour déterminer une largeur du champ proche en prenant en compte l'ensemble du profil. Cet écart-type à $1/e^2$, noté $\sigma_x(z)$, est défini de la manière suivante :

$$\sigma_x^2(z) = \frac{\iint (x - \bar{x})^2 I(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy} \quad \text{III-18}$$

Avec $I(x,y,z)$ le profil d'intensité du faisceau et la propagation se faisant dans la direction z .

Comme l'illustre la Figure III.3-13, nous évaluons la demi-largeur W du profil d'intensité du champ proche par le double de l'écart-type.

$$W(z) = 2\sigma_x(z) \quad \text{III-19}$$

III.3.3.b Facteur de qualité de faisceau M^2 : étude théorique

La caractérisation de la qualité de faisceau se fait par la mesure du facteur de qualité M^2 suivant chacun des axes.

Dans le cas d'un faisceau quelconque, la formule donnant le facteur M^2 est la suivante [5]:

$$M^2 = \pi \sigma_x \cdot \sigma_{s_x} \quad \text{III-20}$$

Soit d'après les équations III-17 et III-19, nous pouvons en déduire pour le M^2 :

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} W_{x0} \cdot \theta_{radians} \quad \text{III-21}$$

avec W_{x0} la taille calculée à partir du profil d'intensité au waist du champ proche et $\theta_{radians}$ la taille calculée à partir du profil d'intensité du champ lointain.

Dans l'approximation d'un faisceau monomode gaussien, le calcul des écarts-types permet d'obtenir une relation plus simple pour le calcul du M^2 . En effet, seules les largeurs des champs proche et lointain mesurées à $1/e^2$ sont prises en compte.

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} W_{1/e^2} \cdot \theta_{1/e^2} \quad \text{III-22}$$

Dans le cas où l'on étudie l'évolution du champ en fonction de la distance à la diode laser, la formule donnant le facteur M^2 est la suivante (développée par A.E.Siegman [5]) :

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda (z - z_0)}{\pi W_0^2} \right)^2} \quad \text{III-23}$$

avec $W(z)$ la demi-largeur du faisceau, W_0 la demi-largeur du faisceau au waist (lieu où le faisceau est le plus étroit).

Pour déterminer la meilleure méthode pour calculer le M^2 , l'expérimentateur doit tenir compte de plusieurs paramètres. Le calcul du M^2 en prenant seulement les largeurs des champs proches et lointains à $1/e^2$ est la méthode la plus simple et rapide à mettre en œuvre mais ne prend pas en compte la forme du faisceau, le M^2 obtenu est donc plus optimiste que sa valeur réelle. Généralement, nous utilisons cette méthode en début de caractérisation pour estimer le M^2 et vérifier le comportement monomode spatial. La méthode des écarts-types tient, quant à elle, compte de la forme des profils de champs proche et lointain. Le M^2 résultant de cette méthode est donc plus fiable que pour la méthode précédente mais sa mise en œuvre est également plus complexe et plus longue. Enfin, comme pour la méthode des écarts-types des champs proches et lointains, la méthode utilisant la mesure du champ proche le long de l'axe optique est également plus fiable mais aussi plus compliquée à utiliser [6].

III.3.3.c Etude de la qualité de faisceau des structures lasers.

Le confinement sur l'axe rapide étant défini par l'empilement des couches, le caractère monomode vertical des lasers FP reste quasi-identique à celui des lasers larges développés dans le paragraphe III.2.2.c. Dans cette partie, nous nous intéresserons uniquement aux profils optiques de l'axe lent de nos deux types de diodes (ridge simple et double tranchée).

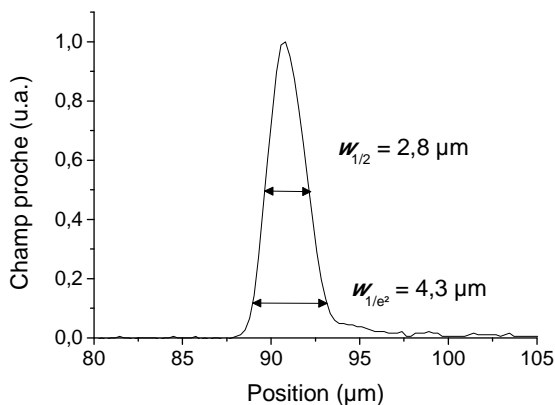


Figure III.3-14 : Profil de champ proche à 100 mA, plaque XXL1321, P = 26 mW

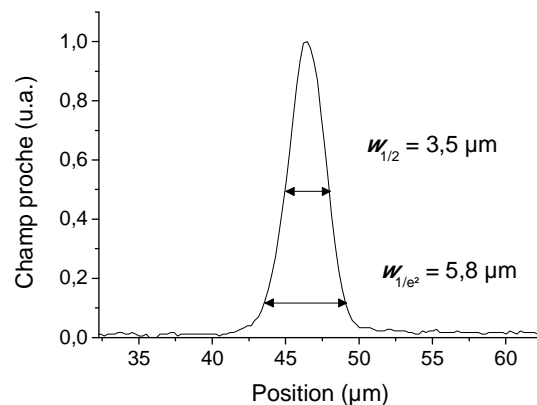


Figure III.3-15 : Profil de champ proche à 100 mA, plaque XXL1418, P = 30 mW

La Figure III.3-14 et la Figure III.3-15 montrent les profils de champ proche des diodes lasers issues respectivement des plaques XXL1321 et XXL1418 mesurés pour un courant d'injection de 100 mA. La première remarque que nous pouvons faire sur ces résultats concerne le caractère monomode des

profils de champ proche. Nous pouvons également remarquer la différence de largeur des champs proches entre les deux lasers à $1/e^2$: $4,3 \mu\text{m}$ pour le XXL1321 et $5,8 \mu\text{m}$ pour le XXL1418. Cette différence explique bien les problèmes de rendement différentiel que nous avons constaté dans le paragraphe III.2.2.a. En effet, l'écart des valeurs de champ proche à $1/e^2$ s'explique par une différence de profondeur de gravure du ruban entre les deux structures : plus le ruban est gravé profondément, plus le mode optique est confiné. L'augmentation du confinement optique selon l'axe lent a deux conséquences directes : une augmentation de la divergence du laser ainsi qu'une diminution de la puissance monomode maximale.

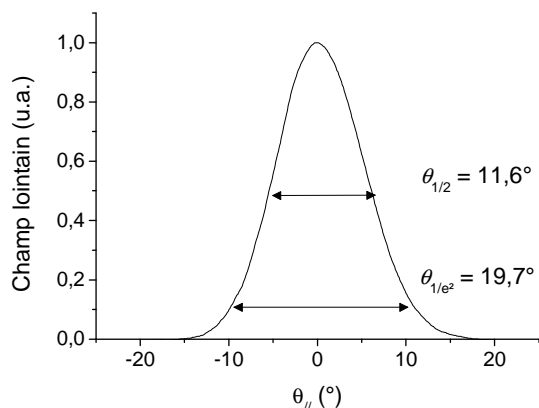


Figure III.3-16 : Profil de champ lointain sur l'axe lent à 100 mA, plaque XXL1321, P = 26 mW

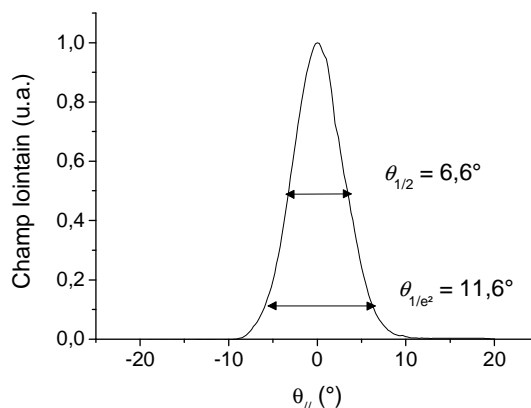


Figure III.3-17 : Profil de champ lointain sur l'axe lent à 100 mA, plaque XXL1418, P = 30 mW

L'étude du champ lointain (Figure III.3-16 et Figure III.3-17) de nos deux lasers montre un bon accord avec les résultats obtenus en champ proche : leurs divergences montrent des profils optiques monomodes ainsi qu'une divergence plus importante pour le laser issu de XXL1321 par rapport à XXL1418. Nous obtenons ainsi une divergence de $19,7^\circ$ à $1/e^2$ pour le premier laser tandis que le second présente une divergence de $11,6^\circ$.

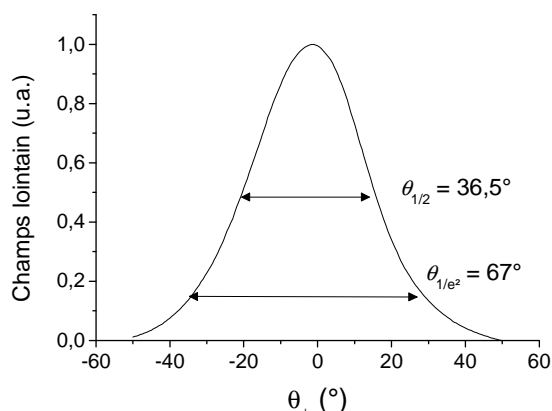


Figure III.3-18 : Profil de champ lointain sur l'axe rapide à 100 mA, plaque XXL1321, P = 26 mW

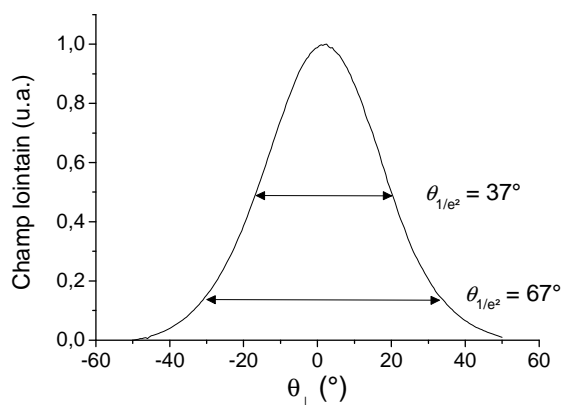


Figure III.3-19 : Profil de champ lointain sur l'axe rapide à 100 mA, plaque XXL1418, P = 30 mW

Enfin, l'étude des champs lointains dans l'axe rapide de la diode montre des divergences identiques pour les lasers FP XXL1321 (Figure III.3-18) et XXL1418 (Figure III.3-19). De plus, les divergences obtenues, 36° à $1/2$ et 67° à $1/e^2$ sont relativement proches de celles obtenues dans le cas des lasers larges (68° à $1/e^2$).

Les calculs des M^2 résultant de ces mesures sont représentés sur la Figure III.3-20 et Figure III.3-21. De plus, nous avons représenté leurs évolutions en fonction de la puissance émise par les lasers.

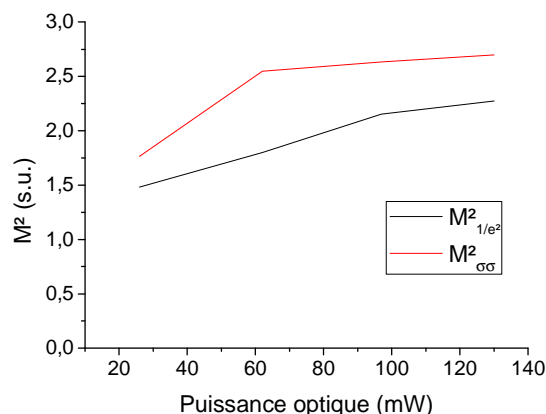


Figure III.3-20 : Evolution du M^2 en fonction de la puissance d'émission, laser XXL1321

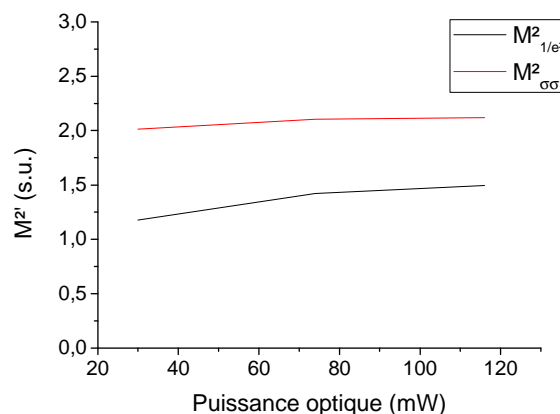


Figure III.3-21 : Evolution du M^2 en fonction de la puissance d'émission, laser XXL1418

Le calcul du M^2 du laser issu de la structure XXL1321 montre une qualité de faisceau très bonne à faible puissance d'émission (vers les 30 mW), puis une dégradation plus ou moins rapide en fonction de l'augmentation de la puissance émise. La dégradation de la valeur du M^2 pour ce laser, tout en restant relativement bonne, confirme les hypothèses que nous avons émises sur la trop grande profondeur de gravure du ruban. Dans le cas du laser issu de la structure XXL1418, nous pouvons constater que nous obtenons également un excellent M^2 mais qu'en plus, il se dégrade très peu en fonction de la puissance.

Pour finir, en comparant les méthodes de calcul de M^2 (par le calcul direct des largeurs à $1/e^2$ ou par le calcul des écarts-types), nous constatons que si les évolutions des M^2 sont cohérentes, les valeurs obtenues par le calcul des écarts-types donnent des M^2 plus importants (de l'ordre de 0,5 en plus) par rapport à l'autre méthode.

III.3.4 Mesure de gain : Hakki-Paoli

Pour prédire efficacement les performances d'un laser en-dessous et au-dessus du courant de seuil, la dépendance du gain et de la longueur d'onde en fonction du courant doit être connue. En 1974, Basil W. Hakki et Thomas L. Paoli ont été les premiers à réaliser des mesures de gain sous le seuil [7] en fonction de la densité de porteurs. L.D. Westbrook [8] a ensuite démontré en 1986 la possibilité d'extraire, en plus du gain différentiel $\frac{dg}{dN}$, que l'on pouvait également extraire l'indice différentiel $\frac{dn}{dN}$ des mesures de spectre optique sous le seuil d'émission laser.

III.3.4.a Approche théorique

La mesure de spectre optique sous le seuil de l'émission laser (Figure III.3-22) permet de discriminer les modes Fabry-Perot de la structure.

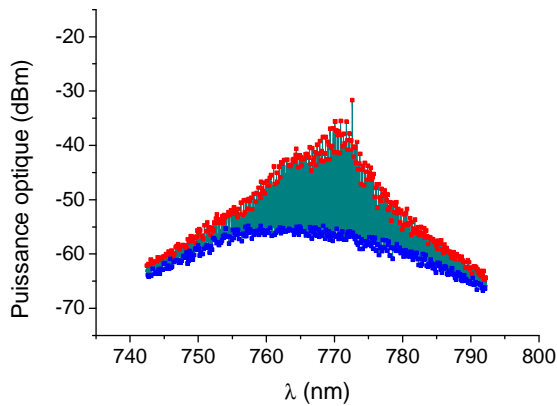


Figure III.3-22 : Mesure du spectre d'un laser Fabry-Perot de 500 µm sous le seuil

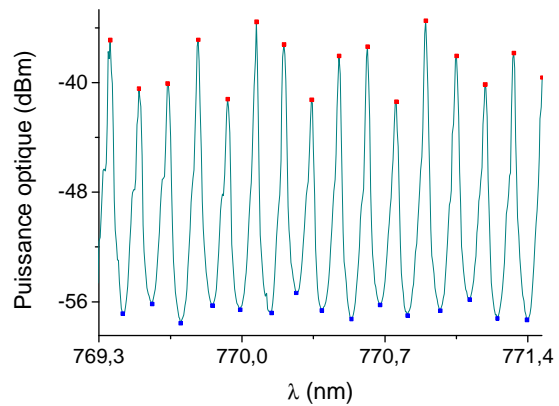


Figure III.3-23 : Agrandissement de la Figure III.3-22

En isolant les maxima et minima du spectre optique (Figure III.3-23), nous pouvons déterminer la profondeur de modulation r_i de la forme :

$$r_i = \frac{P_i + P_{i+1}}{2V_i} \quad \text{III-24}$$

Où P_i représente l'amplitude du $i^{\text{ème}}$ maximum et V_i le minimum entre les deux pics consécutifs P_i et P_{i+1} .

Le gain modal ΓG_i correspondant est obtenu par la relation :

$$\Gamma G_i = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\sqrt{r_i} + 1}{\sqrt{r_i} - 1} \right) + \frac{1}{L} \ln(R) \quad \text{III-25}$$

où Γ est le recouvrement du mode sur le puits quantique, L la longueur du composant et R le coefficient de réflexion du laser (dans l'hypothèse où le coefficient de réflexion est identique pour chaque facette).

Ainsi, en mesurant le gain du laser pour différentes densités de porteurs, nous pouvons remonter au terme $\frac{dg}{dN}$.

En fonction de la densité de porteurs injectés, l'indice de réfraction du puits quantique s'en retrouve modifié et peut être obtenu expérimentalement en étudiant l'évolution de la longueur d'onde des résonances Fabry-Perot. Rappelons que la condition de résonance s'écrit :

$$m\lambda = 2n_{eff}L \quad \text{III-26}$$

En réécrivant l'expression de l'indice effectif près de sa valeur en λ_0 (développement limité du premier ordre), nous avons :

$$n_{eff}(\lambda) = n_{eff}(\lambda_0) + \frac{dn_{eff}}{d\lambda}(\lambda - \lambda_0) \quad \text{III-27}$$

En injectant cette expression dans l'équation III-26 et en différenciant en fonction de la densité de porteurs, nous obtenons :

$$\frac{dn_{eff}}{dN} = \frac{\tilde{n}}{\lambda} \frac{d\lambda}{dN} \quad \text{III-28}$$

avec \tilde{n} l'indice de groupe défini ici par :

$$\tilde{n} = n_{eff} \left(1 - \frac{\lambda}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \right) \quad \text{III-29}$$

Finalement, en prenant en compte le facteur de recouvrement Γ , nous obtenons l'expression pour la variation de l'indice de réfraction suivante :

$$\frac{dn}{dN} = \frac{1}{\Gamma} \frac{\tilde{n}}{\lambda} \frac{d\lambda}{dN} \quad \text{III-30}$$

Habituellement, l'indice de groupe est calculé à partir de l'intervalle spectral libre (ISL) par la relation suivante :

$$\tilde{n} = \frac{\lambda^2}{2L\delta\lambda} \quad \text{III-31}$$

Ainsi, à partir des mesures de $\frac{dn}{dN}$ et $\frac{dn}{dN'}$, nous pouvons remonter au calcul du paramètre α_H (cf § III.4.5.a.i) défini par la relation :

$$\alpha_H = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial g} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n}{\partial N}}{\frac{\partial g}{\partial N}} \quad \text{III-32}$$

III.3.4.b Résultats expérimentaux

Pour réaliser ces mesures, nous avons utilisé un laser Fabry-Perot de la structure XXL1418 ayant une longueur de cavité de 500 μm et un traitement antireflet sur les deux facettes du laser de l'ordre de 0,1 % de réflectivité. Nous avons choisi d'utiliser ces caractéristiques pour deux raisons :

- Une cavité courte pour augmenter l'ISL du laser et donc discriminer de manière plus efficace les modes Fabry-Perot.
- Un traitement AR très faible sur les facettes du laser afin de repousser le courant de seuil et donc permettre une excursion en courant plus grande pour les mesures de gain.

La caractérisation de la diode est réalisée en couplant le faisceau à la sortie d'une des facettes dans une fibre optique qui est ensuite injectée dans un analyseur de spectre optique (OSA) où l'on récupère le spectre optique. A partir des spectres mesurés à plusieurs courants d'injection, nous avons calculé les courbes de gain pour chaque courant à partir de l'équation III-25. Notons que les pertes miroirs pour ce laser sont de l'ordre de 90 cm^{-1} .

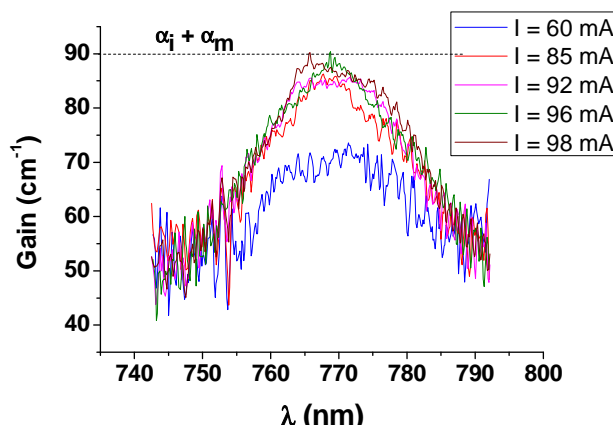
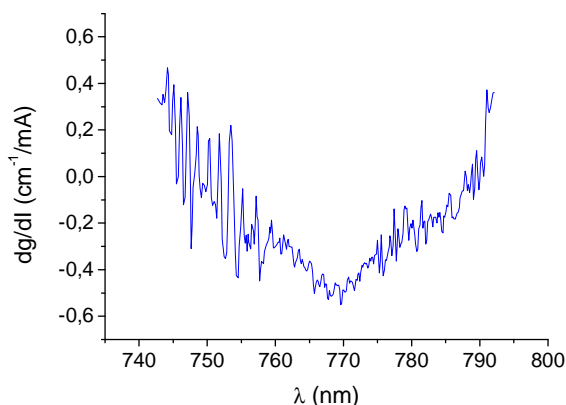
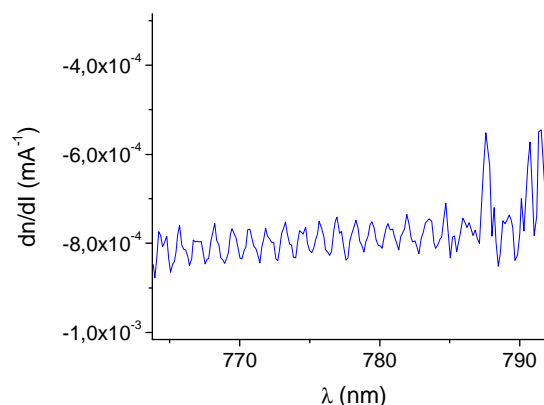


Figure III.3-24 : Courbe de gain à différents courants d'injection

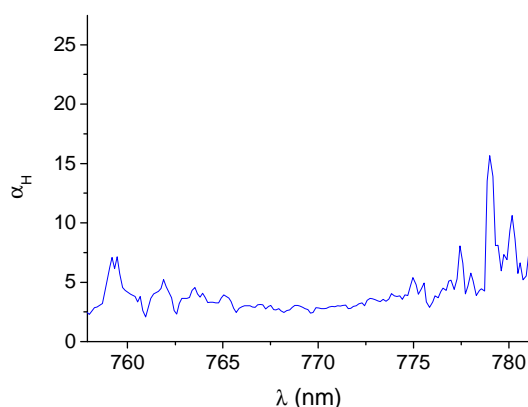
Nous pouvons remarquer que les ailes des courbes de gain sont beaucoup plus perturbées que le centre de gain (Figure III.3-24). Cela est dû au faible couplage de puissance de la diode à ces longueurs d'onde : le bruit interne de l'OSA perturbe les mesures. Néanmoins, nous observons une bande de longueur d'onde utile où le signal n'est pas très perturbé (entre 755 nm et 780 nm). De plus, le maximum de la courbe de gain se décale vers les basses longueurs d'onde (hautes énergies) en fonction du courant d'injection (et donc de la densité de porteurs) ce qui est bien en accord avec la théorie (cf. § II.3.1.b).

A partir de ces courbes de gain, nous avons évalué le comportement de $\frac{dg}{dI}$ en fonction de la longueur d'onde. La mesure de $\frac{dn}{dI}$ est plus complexe à mettre en évidence. En effet, si en suivant l'évolution d'un pic Fabry-Perot selon le courant nous pouvons remonter à $\frac{d\lambda}{dI}$, le résultat est tronqué par la thermique du laser. En effet, en régime de fonctionnement sous le seuil, les modes Fabry-Perot se déplacent vers les basses longueurs d'onde (le gain n'est pas clampé) lorsque l'on augmente le courant. Or l'injection du courant élève la température de la structure et donc contrebalance les modes Fabry-Perot vers les plus hautes longueurs d'onde. Ainsi, il faut prendre en compte le déplacement de la longueur d'onde en fonction de la thermique pour pouvoir déterminer exactement celui dû au courant. Nous avons donc déterminé l'évolution globale de la longueur d'onde en fonction du courant à laquelle nous avons soustrait celle dû à la thermique. Pour cela, il faut déterminer le coefficient $\frac{d\lambda}{dT}$ ainsi que la résistance thermique du laser afin de calculer l'élévation de la température pour une variation de courant et donc le décalage en longueur d'onde associé. Nous avons obtenu une résistance thermique de 65 K/W, une variation de la longueur d'onde en fonction du courant $\frac{d\lambda}{dT}$ de 0,055 nm/K et une élévation de température pour une variation de 10 mA de l'ordre de 1,3K.

Figure III.3-25 : Calcul de $\frac{dg}{dI}$ en fonction de la longueur d'ondeFigure III.3-26 : Calcul de $\frac{dn}{dI}$ en fonction de la longueur d'onde

La variation du gain différentiel (Figure III.3-25) en fonction de la longueur d'onde présente un maximum vers 770 nm. A partir des environs de 755 nm et en dessous, le calcul du gain différentiel est plus bruité, conséquence des mesures de gain également bruitées. Nous retrouvons les mêmes constatations de mesures bruitées pour l'étude de $\frac{dn}{dI}$ (Figure III.3-26) à forte longueur d'onde, vers 790 nm et plus. Néanmoins, nous retrouvons bien une variation de l'indice de réfraction en fonction du courant (et donc de la densité de porteurs) négative, comme nous l'avons vu dans le chapitre II.

A partir de ces calculs, la détermination du facteur d'élargissement α_H est triviale (Figure III.3-27) en utilisant l'équation III-32.

Figure III.3-27 : calcul de α_H en fonction de la longueur d'onde

La détermination de α_H montre qu'il varie entre 3 et 5 en fonction de la longueur d'onde sur la plage utile déterminée précédemment. Cette valeur sera confirmée par les mesures d'évolution de la largeur de raie des lasers DFB (cf. § III.4.5.c).

III.3.5 Conclusions intermédiaires

Cette partie consacrée aux lasers Fabry-Perot a montré plusieurs résultats intéressants. Tout d'abord, nous avons obtenu de faibles courants de seuil de l'ordre de 60 mA (pour des lasers de 2 mm) avec

des rendements différentiels respectivement supérieurs à 0,85 W/A et 0,7 W/A pour les plaques XXL1418 et XXL1321. Ainsi, nous avons pu obtenir des puissances monomodes transverses supérieures à 100 mW avec des facteurs de qualité de faisceau respectivement inférieures à 1,5 et 2 (pour respectivement la plaque XXL1418 et XXL1321). Nous avons également pu comprendre le rôle joué par la profondeur de gravure et l'importance de bien la contrôler. Les lasers FP caractérisés ont également pu montrer un taux de polarisation TM supérieur à 90 %. Enfin, des mesures de gain différentiel et d'indice différentiel nous ont permis de faire une première estimation du facteur de Henry que l'on peut s'attendre à mesurer avec les lasers DFB.

III.4 Laser à contre-réaction répartie (DFB)

Après avoir étudié les résultats obtenus sur nos lasers Fabry-Perot, nous allons maintenant présenter ceux des lasers DFB qui ont été réalisés au sein du III-V Lab. La structure utilisée pour réaliser les lasers DFB est identique à la structure XXL1321 mis à part deux modifications : l'insertion de couches réseaux (GaInP/GaAsP/GaInP) dans la couche de confinement dopée P (celle en AlGaInP) ainsi que la diminution de l'épaisseur de GaInP formant le guide d'onde.

Afin de maximiser le rendement DFB de nos lasers ainsi que la puissance d'émission, nous avons déposé un traitement AR/HR sur les facettes de nos lasers.

III.4.1 Réalisation du réseau de Bragg

La gravure du réseau des lasers DFB s'effectue en 8 étapes, décrites par la Figure III.4-1 ci-dessous:

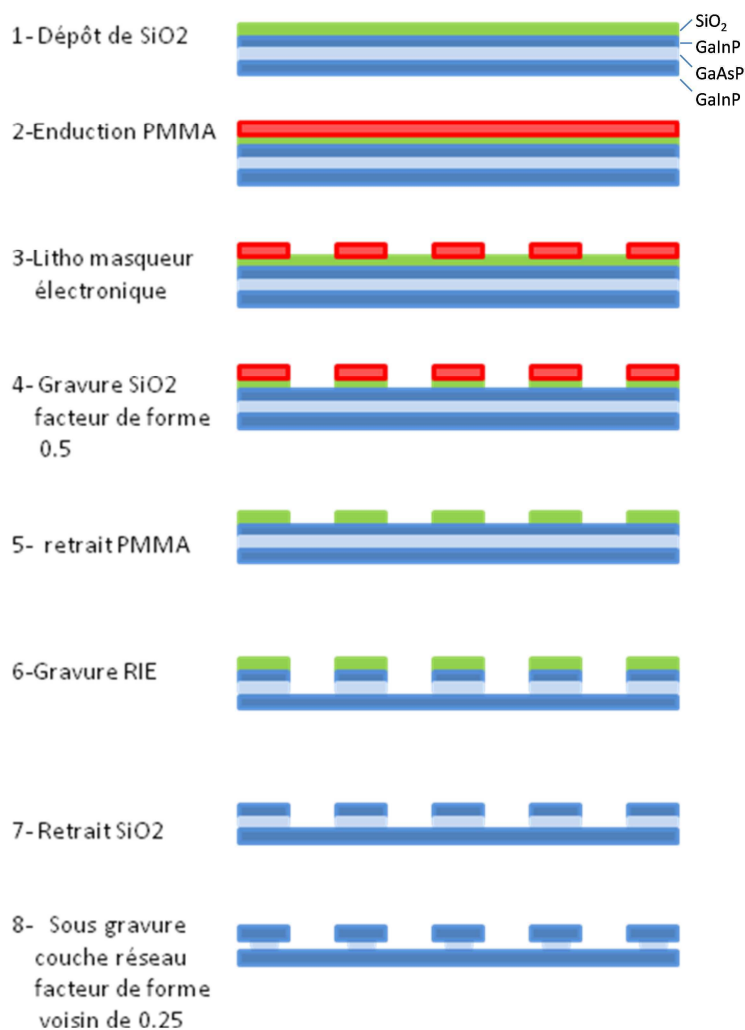


Figure III.4-1 : Etape de réalisation du réseau de Bragg

Ces étapes de technologie sont parachevées par une reprise d'épitaxie des couches GaInP/AlGaInP de confinement et de la couche contact GaAs.

Les photos qui suivent illustrent l'évolution des étapes précédemment citées.

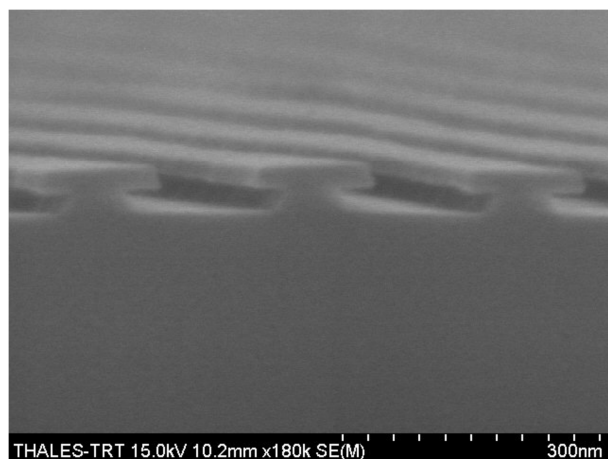


Figure III.4-2 : Photo prise au microscope à balayage électronique des couches après sous gravure (étape 8)

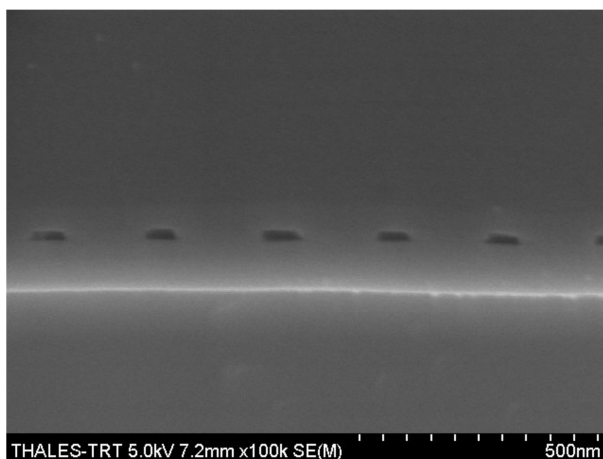


Figure III.4-3 : Photo prise au microscope à balayage électronique des couches vues en coupe après révélation

La gravure du ruban effectuée sur cette structure est similaire à celle utilisée pour la structure FP XXL1321 (ridge simple).

III.4.2 Caractéristiques électro-optiques et qualité de faisceau

III.4.2.a Mesures $P(I)$ et $V(I)$

Comme dans le cas des lasers larges et Fabry-Perot, la première caractérisation réalisée sur les lasers DFB est une mesure de la puissance $P(I)$ et de la tension $V(I)$ en fonction du courant. Comme dans le cas d'un laser Fabry-Perot classique, la gravure du ruban permet d'obtenir une densité de porteurs élevée dans le puits quantique ce qui a pour conséquence d'avoir un courant de seuil relativement faible. De plus, la rétroaction de la lumière dans la cavité, due à l'action du réseau de Bragg, augmente la densité de photons dans la cavité et favorise un courant de seuil plus faible encore. Néanmoins, l'augmentation de la densité de photons dans la cavité aura pour influence de diminuer sensiblement le rendement différentiel de la diode.

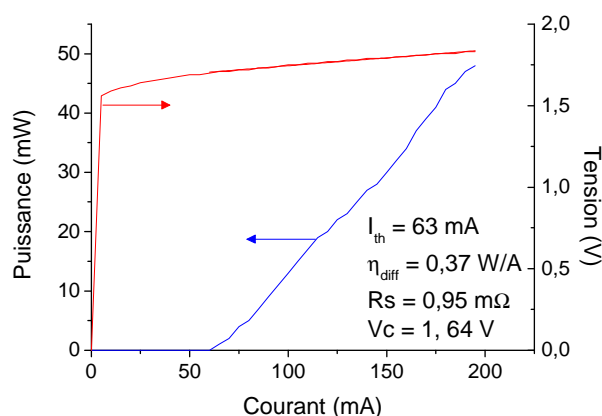


Figure III.4-4 : Mesures de $P(I)$ et $V(I)$ d'un laser DFB AR/HR à 20°C

La Figure III.4-4 montre un courant de seuil de 63 mA et un rendement différentiel de 0,37 W/A obtenus à 20°C. Les résultats obtenus paraissent nettement moins « bons » que ceux attendus : un

courant de seuil plus faible et un rendement différentiel plus élevé pour un laser traité AR/HR. Ces différences de résultats peuvent être la conséquence de plusieurs facteurs différents :

- Premièrement, l'utilisation d'un réseau en GaAsP a pu entraîner l'apparition de défauts lors de l'épitaxie de la structure. En effet, le GaAsP est un matériau contraint en tension et est également utilisé dans le puits quantique de la structure. L'augmentation de la contrainte élastique dans la structure peut faire apparaître des défauts qui ont une incidence directe sur les pertes internes et donc le courant de seuil et le rendement différentiel.
- De plus, l'utilisation d'un réseau du second ordre entraîne le couplage d'un mode se propageant perpendiculairement dans la structure laser. Ainsi, ce couplage de mode implique également une augmentation des pertes internes.
- Enfin, l'utilisation d'un ruban gravé trop profondément, à l'instar du laser XXL1321 présenté plus haut, entraîne une augmentation de la densité de courant de seuil et une diminution du rendement différentiel.

III.4.2.b Qualité de faisceau

La mesure de la qualité de faisceau permettra de vérifier la profondeur de gravure du laser ainsi que le comportement monomode du laser.

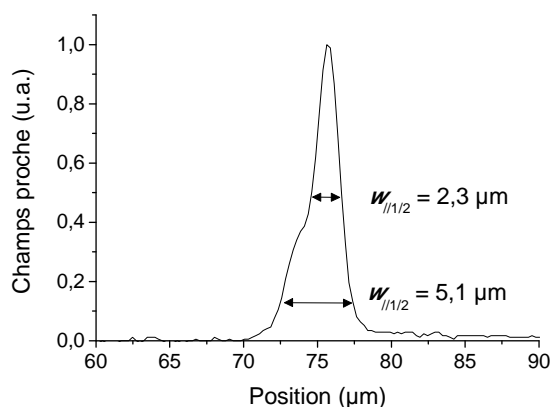


Figure III.4-5 : Profil de champ proche à 150 mA d'un laser DFB à 20°C sur l'axe lent

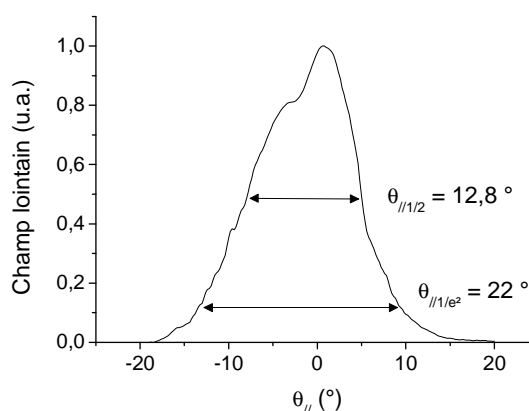


Figure III.4-6 : Profil de champ lointain à 150 mA d'un laser DFB à 20°C sur l'axe lent

Les profils de champ proche (Figure III.4-5) et lointain (Figure III.4-6) montrent ce qui semble être l'apparition d'un second mode optique. Toutefois, nous pouvons également constater qu'il ne perturbe relativement pas le profil du champ lointain. En effet, le facteur de qualité de faisceau (M^2) calculé à ce point de fonctionnement de la diode laser est de 1,5.

De plus, la faible largeur du champ proche à $1/e^2$ tend à confirmer l'hypothèse d'une gravure légèrement trop profonde du ruban. Pour vérifier cette sur-gravure du ruban, nous avons réalisé une photo au MEB d'un laser réalisé lors du même processus technologique (Figure III.4-7). Sur ce laser, nous avons révélé chimiquement la couche réseau ainsi que le puits quantique à l'aide d'une gravure chimique sélective du GaAsP. Nous pouvons constater que la gravure du ruban a traversé la couche réseau pour s'arrêter aux environs de la couche de GaInP formant le guide d'onde.

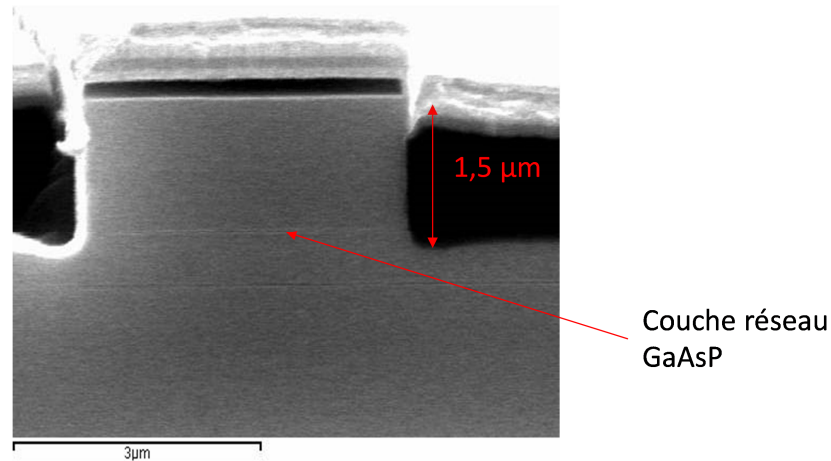


Figure III.4-7 : Photo MEB d'un laser DFB traité AR/HR

La trop grande profondeur de gravure constatée confirme plusieurs phénomènes observés précédemment :

- L'augmentation du courant de seuil et la baisse du rendement différentiel due à l'augmentation des pertes internes.
- L'apparition d'un second mode optique due au confinement trop important du guide d'onde (différence d'indice effectif élevée).

III.4.3 Etude du spectre optique et du taux d'extinction des modes satellites

III.4.3.a Introduction aux mesures de spectre optique

Afin de confirmer le fonctionnement monomode longitudinal de la diode laser, une mesure très fine du spectre optique a été réalisée sur nos diodes lasers. Pour réaliser ces spectres, nous avons couplé la lumière émise par la diode laser avec une fibre optique monomode, qui est ensuite injectée dans un analyseur de spectre optique. La résolution maximale de cet analyseur de spectre est de 0,01 nm ce qui est suffisant pour discriminer efficacement deux modes optiques : la distance typique entre deux modes Fabry-Perot est de l'ordre de 0,035 nm pour une diode de 2mm.

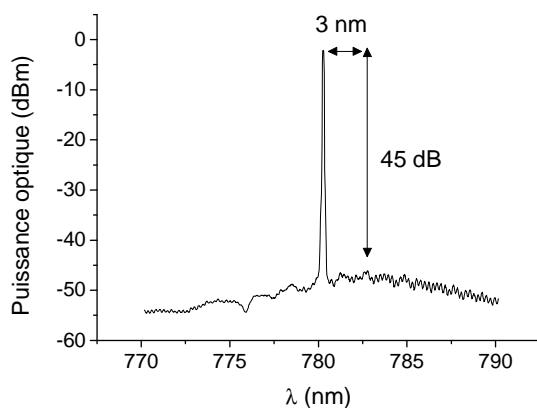


Figure III.4-8 : Spectre d'un laser DFB à 100 mA mesuré à 30°C (span de 20 nm), P= 10 mW

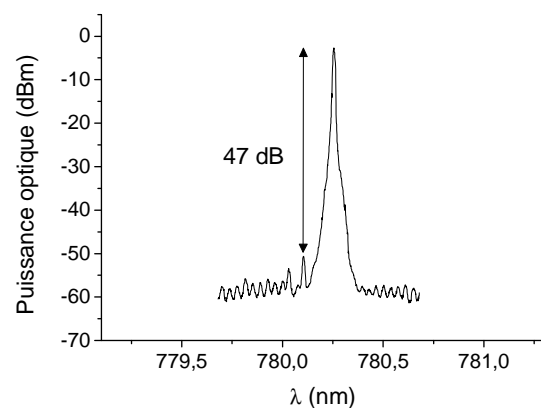


Figure III.4-9 : Spectre d'un laser DFB à 100 mA mesuré à 30°C (span de 1 nm), P = 10 mW

L'étude de la Figure III.4-8 et de la Figure III.4-9 montre un comportement monomode avec, de plus, un excellent taux de réjection des modes satellites de 47 dB. Nous pouvons également observer sur

la Figure III.4-8 un décalage de la longueur d'onde de Bragg par rapport à la longueur d'onde du maximum de gain. Comme nous le verrons, le detuning (écart de la longueur d'onde de Bragg par rapport au maximum de gain) a une influence non négligeable sur le comportement monomode des lasers DFB.

III.4.3.b Evolution de la longueur d'onde de Bragg et du SMSR en fonction du courant

Comme pour le laser large ou le laser FP, nous avons étudié l'évolution de la longueur d'onde de la diode laser DFB en fonction du courant et de la température. De plus, nous avons mesuré simultanément l'évolution du taux de réjection des modes satellites (SMSR pour Side Mode Suppressio Ratio) en fonction du courant.

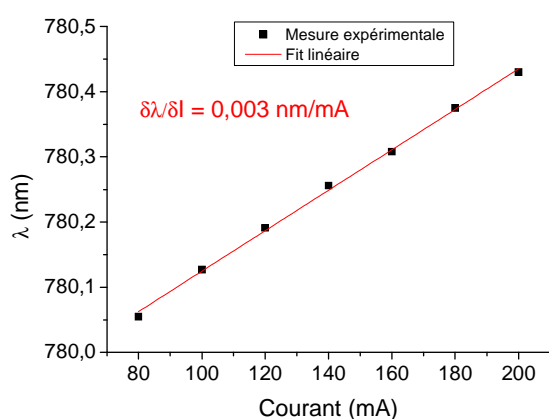


Figure III.4-10 : Evolution de la longueur d'onde de Bragg en fonction du courant d'un laser DFB

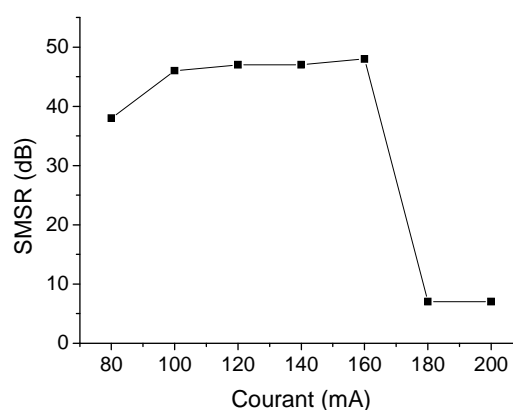


Figure III.4-11 : Evolution du SMSR en fonction du courant d'un laser DFB

Nous pouvons observer que la longueur d'onde de Bragg varie faiblement en fonction du courant (Figure III.4-10) par rapport à un laser Fabry-Perot. Cette variation (0,003 nm/mA) est typique d'un DFB et est confirmée par des valeurs obtenues sur d'autres lasers émettant à 852 nm. Nous avons également mesuré la variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la température et obtenu une variation de l'ordre de 0,055 nm/K. Ainsi, la variation de la longueur d'onde de Bragg est quasiment vingt fois plus importante avec la température qu'en fonction du courant. Ainsi, pour régler un laser DFB à la bonne fréquence atomique, l'expérimentateur ajustera la température comme réglage grossier (environ 30 GHz/mA) tandis qu'il ajustera plus finement la bonne fréquence du laser en variant légèrement le courant (de l'ordre d'1,5 GHz/mA).

La Figure III.4-11 montre une faible évolution du SMSR jusqu'à 160 mA avec ensuite une dégradation rapide impliquant la perte du caractère monomode de la diode. Nous pouvons également constater un SMSR légèrement plus faible (de l'ordre de 38 dB contre 47 dB) proche du seuil pouvant venir du detuning plus faible à ce courant-là (favorisant l'apparition d'autres modes spectraux).

III.4.4 Influence du detuning

Le detuning en longueur d'onde d'une diode laser DFB (ou désaccord en français) s'écrit comme la différence $\delta\lambda = \lambda_{Bragg} - \lambda_{gain}$. Dans un laser DFB, le detuning de la longueur d'onde de Bragg a

des conséquences directes sur les critères de fonctionnement de la diode. En effet, il existe trois régimes de detuning qui ont chacun leur particularité :

- Si $\delta\lambda = 0$, la longueur d'onde de Bragg se situe au maximum de la courbe de gain, ce qui aura pour conséquence un courant de seuil de la diode plus faible ainsi qu'un rendement différentiel maximum. Dans le cas de laser de puissance, cette configuration est la plus optimale. Néanmoins, du fait de l'existence des deux modes de Bragg dans le réseau, ce type de laser a plus de chance de ne pas avoir de comportement monomode longitudinal (les deux modes ayant le même gain).
- Si $\delta\lambda > 0$, la longueur d'onde de Bragg se trouve à droite du maximum de gain (longueur d'onde plus élevée pour le pic de Bragg). Cette configuration permet d'avoir un fonctionnement en température optimal du fait du fonctionnement monomode sur toute la courbe de gain en fonction de la température (l'évolution vers le rouge de la courbe de gain en fonction de la température vers le rouge est plus rapide que pour la longueur d'onde de Bragg).
- Si $\delta\lambda < 0$, la longueur d'onde de Bragg est située à gauche du maximum de gain. Dans cette configuration, la plage d'utilisation en température s'avère plus étroite que dans le cas d'un detuning positif mais elle présente un avantage non négligeable sur la diminution de la largeur de la raie spectrale du DFB [9]. En effet, et nous le verrons plus en détail dans la prochaine partie (cf. § III.4.5), le facteur d'élargissement de la raie spectrale du laser peut s'écrire comme:

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial g} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n}{\partial N}}{\frac{\partial g}{\partial N}} \quad \text{III-33}$$

où g est le gain, n l'indice optique et N la densité de porteurs. Ainsi, pour un gain différentiel plus élevé, la largeur de raie sera plus étroite (le gain différentiel est plus élevé pour les hautes énergies donc les plus basses longueurs d'onde).

III.4.5 Mesure de la largeur de raie d'émission laser.

La mesure de la largeur de raie est le paramètre déterminant pour l'expérimentateur qui souhaiterait l'utiliser dans des expériences d'interaction lumière-atome. La largeur de raie d'un laser détermine la finesse spectrale de la longueur d'onde émise par le laser. En règle générale, elle est exprimée par un écart de fréquence à mi-hauteur ce qui permet de la comparer plus facilement aux largeurs des niveaux hyperfins des atomes. La relation entre la largeur de raie et la largeur spectrale (en unité de longueur) est :

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad \text{III-34}$$

avec $\Delta\nu$ la largeur de raie, λ la longueur d'onde et c la vitesse de la lumière dans le vide. Ainsi, une largeur de raie de 1 MHz à 780 nm correspond à un $\Delta\lambda = 2.10^{-15}$ m.

Dans le cadre d'intégrations futures dans des systèmes tel que le pompage optique et la détection d'atomes, nous avons été amenés à mesurer les largeurs de raie des lasers DFB réalisés au III-V Lab et à nous pencher sur la compréhension des différents phénomènes physiques sous-jacents.

III.4.5.a Introduction à la largeur de raie

Théoriquement, si un laser était un système parfait, où tous les photons provenaient du processus d'émission stimulée et qu'en plus, le laser était complètement indépendant de l'environnement, la forme de la raie du laser devrait être celle d'un pic de Dirac. Malheureusement, un laser n'est jamais un système parfait :

- L'émission spontanée existe dans un laser, à semiconducteurs ou non, et donc provoque un élargissement de la raie laser. Ce bruit provoqué par l'émission spontanée (lié principalement au temps de vie limité des porteurs) suit un processus de distribution poissonnienne : la forme de la raie du laser prend donc l'aspect d'une lorentzienne due à ce bruit, appelé bruit blanc de fréquence.
- Un laser, et en particulier les diodes à semiconducteurs, subit son environnement, il n'est jamais complètement isolé. Ainsi, il subit un bruit dû au couplage thermomécanique qui s'exprime principalement à basse fréquence. Ce bruit implique un élargissement de la raie du laser selon un processus gaussien.

Ainsi, la forme de raie que nous pouvons nous attendre à analyser est une combinaison d'un bruit de type gaussien aux basses fréquences (<1MHz) et d'un bruit de type lorentzien pour les fréquences plus élevées.

Ayant donné un aperçu de ce que nous mesurons pour calculer la largeur de raie d'un laser, nous allons voir un aspect plus théorique de la largeur de raie.

III.4.5.a.i Facteur de Henry

Avant même la première démonstration expérimentale du fonctionnement d'un laser, Schawlow & Townes ont calculé la limite de la largeur de raie [10]. Ce calcul a donné lieu à la fameuse équation de Schawlow & Townes suivante :

$$\Delta\nu = \frac{\pi h\nu (\Delta\nu_c)^2}{P} \quad \text{III-35}$$

où $h\nu$ est l'énergie du photon, P la puissance totale émise par le laser (par les deux facettes) et $\Delta\nu_c$ la largeur de la bande passante du résonateur (à mi-hauteur).

Selon cette théorie, la largeur de raie d'un laser est principalement causée par les fluctuations de phase de l'émission spontanée. Néanmoins, dans un laser à semiconducteurs d'autres phénomènes sont à prendre en compte dans l'élargissement de la raie d'émission du fait des variations couplées du gain et de l'indice optique [11]. Henry a en effet démontré que chaque photon produit par émission spontanée modifie la condition de gain du laser et provoque une modification de la partie imaginaire de l'indice optique. Or, du fait que la partie imaginaire de l'indice optique est reliée à sa

partie réelle par la relation de Kramers-Krönig, la partie réelle de l'indice optique se retrouve également modifiée et provoque ainsi une variation de phase du champ optique résonnant. L'élargissement de la raie d'émission du laser est appelé facteur d'élargissement α (enhancement factor en anglais) ou facteur de Henry α_H .

La théorie de Schawlow & Townes, ainsi que celle de Henry, prévoit que la raie d'émission laser est une forme de type lorentzienne, traduisant les fluctuations de phase dues à l'émission spontanée qui sont assimilées à un bruit blanc de fréquence.

Comme nous venons de le voir, la théorie de Henry repose sur les variations conjointes du gain et de l'indice optique par l'émission spontanée d'un photon. Ces variations se traduisent par l'expression de α_H suivante :

$$\alpha_H = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\tilde{n}'}{\tilde{n}''} \quad \text{III-36}$$

$$\text{avec } \tilde{n}' = \frac{\partial n}{\partial N} \text{ et } \tilde{n}'' = \frac{\partial g}{\partial N}$$

III.4.5.a.ii Calcul de la forme de raie

La forme de raie intrinsèque d'un laser est la transformée de Fourier de sa fonction d'auto corrélation. Elle peut être décrite par l'équation suivante :

$$Raie(f) = \frac{E_0^2}{4} \delta(f - \nu_0) \otimes TF \left\{ \exp \left[-2 \int_0^\infty \frac{\sin^2(\pi \tau f)}{f^2} S_f(f) df \right] \right\} \quad \text{III-37}$$

où E_0 est l'amplitude du champ électrique, S_f la densité de bruit de fréquence unilatérale, ν_0 la fréquence de la raie. Le détail des calculs pour arriver à cette expression est disponible dans la thèse de V. Ligeret [12].

Dans le cas où la densité de bruit de fréquence est constante, cas d'un bruit blanc de fréquence, et de valeur S_0 , il est possible de résoudre analytiquement la forme de la raie du laser :

$$Raie(\nu) = \frac{E_0^2}{4} \frac{2\pi^2 S_0}{(\pi^2 S_0)^2 + 4\pi^2 (\nu - \nu_0)^2} \quad \text{III-38}$$

Ainsi, dans l'approximation d'un bruit blanc de fréquence, la forme de la raie du laser est de type lorentzien, avec une largeur à mi-hauteur de πS_0 .

Nous pouvons également reformuler l'équation III-35 [13] par :

$$\Delta \nu = \frac{R_{sp}}{4\pi N_{photon}} (1 + \alpha_H^2) \quad \text{III-39}$$

Avec R_{sp} le taux d'émission spontanée couplée dans le mode tel que $R_{sp} = \nu_g g n_{sp}$, avec ν_g la vitesse de groupe, g le gain au seuil et n_{sp} le facteur d'émission spontanée.

Le nombre de photons N_{photon} pouvant s'écrire $N_{photon} = \frac{2P_0}{h\nu g \alpha_m}$ où P_0 est la puissance émise par une facette du laser (dans le cas où les réflectivités des deux côtés sont identiques).

Ainsi, en remplaçant ce terme dans l'expression III-39, nous obtenons la formule suivante :

$$\Delta\nu = \frac{v_g^2 h\nu g n_{sp} \alpha_m}{8\pi P_0} (1 + \alpha_H^2) \quad \text{III-40}$$

Ainsi, plusieurs paramètres interviennent dans la largeur de raie du laser tels que la longueur du composant (intrinsèque aux pertes miroirs), le gain du laser au seuil et surtout la puissance totale émise par la diode laser. Néanmoins, cette expression de la largeur de raie ne prend pas en compte les phénomènes non-linéaires pouvant apparaître tels que le spatial hole burning, phénomène lié aux fluctuations locales de la densité de porteurs, le shot noise (ou bruit de grenaille) du laser associé à la fluctuation de la densité de photons.

III.4.5.a.iii Bruit de flicker de fréquence

De plus, nous avons seulement présenté l'étude de la largeur de raie dans le cas d'un bruit blanc de fréquence. Il existe néanmoins plusieurs autres types de bruit intervenant dans la forme de la raie laser et sa largeur à mi-hauteur : le bruit peut ainsi être également modélisé par un bruit de marche aléatoire (bruit dominant à très basse fréquence, dont la variance n'existe pas), par un bruit de flicker (ou bruit en $1/f$, dominant à basse fréquence), par un bruit de flicker de phase (bruit dominant à haute fréquence) ou par le bruit blanc de phase (intervenant à très haute fréquence).

Nous avons déjà présenté plus haut la forme de la raie suivant le bruit blanc de fréquence, nous nous contenterons donc de présenter le bruit de flicker de fréquence, les autres bruits étant négligeables par rapport à eux.

Le bruit de flicker est un bruit qui intervient à basse fréquence, d'où son appellation générale de bruit en $1/f$. Il est lié aux instabilités mécaniques et thermiques. Le bruit en $1/f$ est un bruit qui est analytiquement impossible à résoudre de par la divergence en $f = 0$: il faut donc prendre une fréquence de coupure basse (qq Hz) pour résoudre son expression analytique. Cette fréquence de coupure est généralement déterminée par la gamme de fréquence sur laquelle l'utilisateur travaille.

$$Raie(\nu) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{A^2}{\sigma_A} e^{-\left(\frac{4\pi^2(\nu-\nu_0)^2}{2\sigma_A^2}\right)} \quad \text{III-41}$$

III.4.5.b Méthode self-hétérodyne

III.4.5.b.i Techniques de mesure

Les principales méthodes de mesure de largeur de raie utilisent principalement des techniques d'interférométrie. Trois techniques d'interférométrie sont les plus souvent pratiquées pour obtenir les valeurs des largeurs de raie :

- L'interférométrie Fabry-Perot reposant sur la variation de la longueur d'une cavité optique. Le balayage du spectre optique est limité par la largeur intrinsèque de la cavité (inférieur à celle de la diode de par sa longueur).
- La méthode hétérodyne consistant à étudier le battement entre deux lasers dont l'un est accordable et possède une largeur de raie très fine servant de référence. Cette méthode est également faisable avec trois lasers ayant des largeurs de raie inconnues, en les faisant battre deux à deux. Cette méthode présente l'avantage de prendre en compte tout le spectre de bruit du laser lors de la mesure de la largeur de raie mais nécessite néanmoins des lasers ayant des fréquences relativement proches. Cette technique est généralement utilisée avec un laser asservit en fréquence par absorption saturée (cf chapitre IV) et un asservissement de la fréquence du deuxième laser sur le premier afin d'avoir un battement stable.
- La méthode self-hétérodyne [13, 14, 15, 16] repose sur les mêmes principes que la méthode hétérodyne avec, néanmoins, l'utilisation d'un seul laser au lieu de deux. Cette méthode consiste à faire battre le faisceau avec une version retardée de lui-même selon le principe d'un interféromètre de Mach-Zender. De plus, l'un des deux faisceaux est décalé en fréquence pour s'affranchir du bruit de mesure basse fréquence, pouvant perturber la mesure de largeur de raie. Dans le cas où le faisceau n'est pas décalé, cette technique est appelée self-homodyne. Par rapport à la méthode hétérodyne standard, la méthode self-hétérodyne est plus simple à mettre en œuvre car ne nécessitant pas de boucle d'asservissement (cf chapitre IV) mais seulement un retard de phase entre les deux faisceaux. Néanmoins, cette méthode présente un inconvénient majeur pour mesurer précisément la largeur de raie dans l'approximation du bruit basse fréquence. En effet, l'utilisation d'une fibre optique de deux kilomètres, se traduisant par un délai de 10 μ s, provoque un filtrage du bruit basse fréquence inférieures à 100 kHz. Ainsi, les densités de bruit de fréquence inférieur à 100 kHz ne sont pas observées par cette méthode. Dans le cas de faible largeur de raie, cette méthode montre ses limites : l'utilisation d'un second laser pour un battement hétérodyne [13,17] permet de s'affranchir de cette limite et de déterminer précisément la largeur de raie du laser.

Dans le cas de nos mesures sur les lasers DFB émettant à 780 nm, nous avons utilisé la méthode self-hétérodyne pour caractériser les largeurs de raie.

III.4.5.b.ii Description de la méthode self-hétérodyne

La mesure de la largeur de raie suit le montage de la Figure III.4-12 ci-dessous.

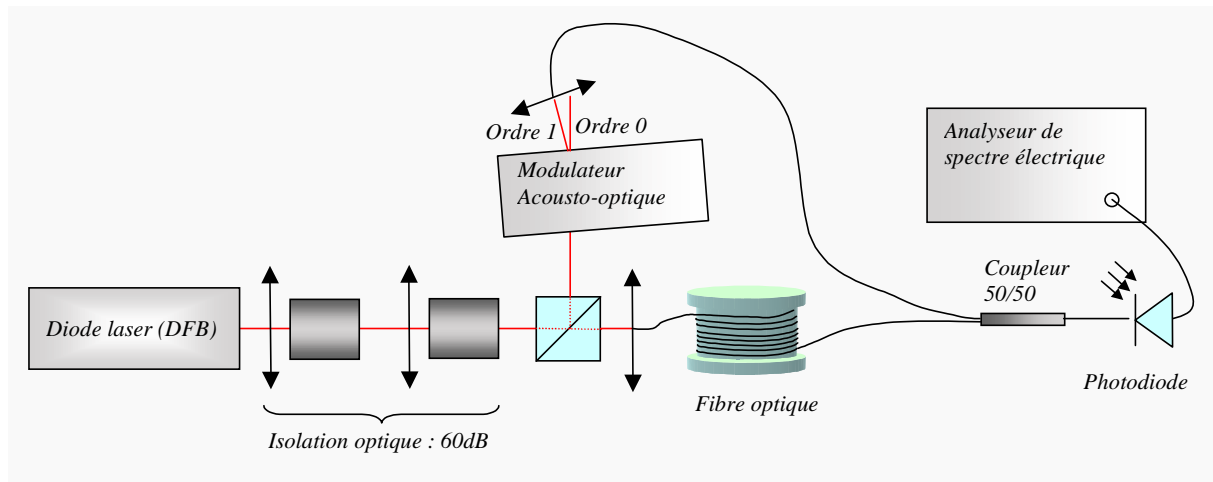


Figure III.4-12 : Schéma de la méthode self-hétérodyne

Le faisceau de la diode laser est d'abord collimaté puis traverse deux isolateurs optiques de 30 dB afin d'empêcher le retour de la lumière dans la diode qui perturberait la mesure de largeur de raie du laser. Le faisceau est ensuite séparé par un cube séparateur afin de créer deux chemins optiques. Le premier chemin passe par un modulateur acousto-optique afin de décaler la fréquence de battement du laser et donc de s'affranchir du bruit basse fréquence de mesure. Le second chemin passe par une fibre optique de 2 km afin de décorrélérer les deux chemins optiques. Les deux faisceaux sont ensuite recombinés à l'aide d'un coupleur fibré, puis injectés dans une photodiode à avalanche reliée à un analyseur de spectre électrique.

La longueur de la fibre optique utilisée dépend de la longueur de cohérence (L_c) de la source optique, en l'occurrence la diode laser DFB. Cette longueur est définie par la relation suivante :

$$L_c = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda^2}$$

III-42

Avec $\Delta\nu$ la largeur de raie du laser et λ la longueur d'onde.

Pour une diode laser ayant une largeur de raie de l'ordre de 1 MHz, la longueur de cohérence correspondante est de 300 m. Or pour réaliser la décohérence, il faut que la longueur de fibre soit de l'ordre de 3 à 5 fois plus grande que la longueur de cohérence du laser. Nous pouvons donc constater une limite à cette méthode : pour une largeur de raie de l'ordre de 100 kHz, la longueur de cohérence est de l'ordre de 3 km, nécessitant ainsi une longueur de fibre très importante pour décorrélérer les deux faisceaux. Typiquement, pour une longueur 5 fois supérieure à la longueur de corrélation, cela signifierait l'utilisation d'une fibre faisant 15 km de long.

III.4.5.c Largeur fréquentielle obtenue

Nous allons maintenant présenter les mesures de largeur de raie de nos lasers DFB obtenues en utilisant la méthode self-hétérodyne.

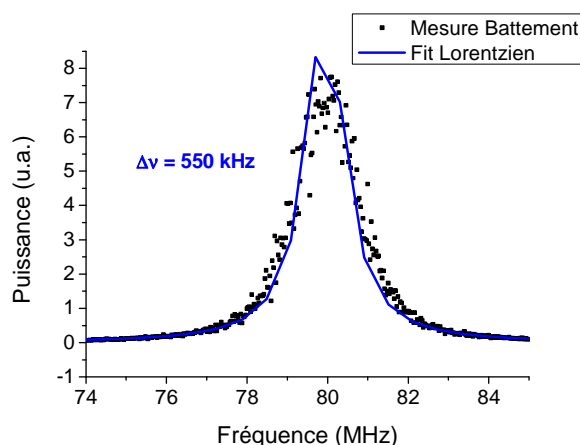


Figure III.4-13 : Mesure de battement et fit lorentzien d'un laser DFB émettant à 780 nm à 120 mA

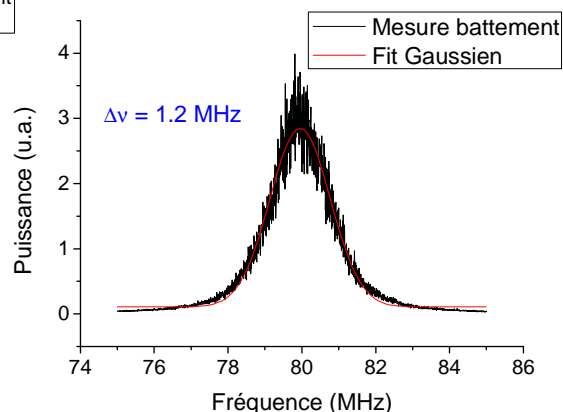


Figure III.4-14 : Mesure de battement et fit gaussien d'un laser DFB émettant à 780 nm à 120 mA

La mesure du battement de ce laser DFB montre une largeur de raie estimée pour un bruit blanc de fréquence de l'ordre de 550 kHz (Figure III.4-13) et pour un bruit en $1/f$ (Figure III.4-14) de l'ordre de 1,2 MHz. Une étude en fonction de l'inverse de la puissance a également été menée afin de déterminer le facteur d'élargissement α_H .

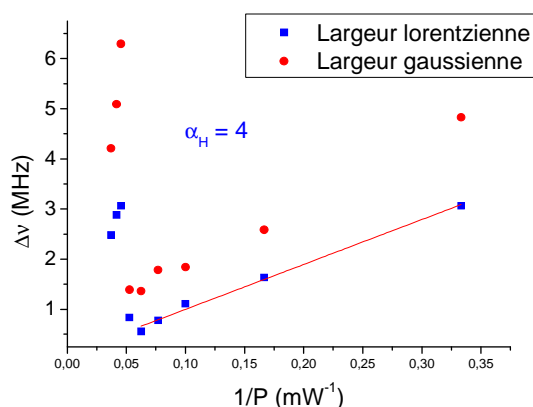


Figure III.4-15 : évolution de la largeur de raie (lorentzienne en bleu et gaussienne en rouge) en fonction de $1/P$

Comme prévu par l'équation III-40, à partir de $0,05 \text{ mW}^{-1}$, la largeur de raie du laser (Figure III.4 15) est proportionnelle à $1/P$. Sur cette partie de courbe, il est facile d'effectuer une régression linéaire et ainsi, calculer le facteur d'élargissement : nous obtenons une valeur de 4, ce qui est en accord avec les mesures réalisées par la méthode de Hakki-Paoli sur une structure Fabry-Perot similaire (Figure III.3-27).

Nous pouvons également remarquer un accroissement de la largeur de raie du laser à plus haute puissance. Deux hypothèses peuvent expliquer cette remontée de largeur de raie :

- Un saut de mode optique ayant entraîné une diminution du SMSR de la diode et donc un élargissement de la largeur de raie.
- L'apparition du phénomène de spectral hole burning [14] qui modifie localement la densité de porteurs et entraînent des inhomogénéités d'indice optique.

III.5 Conclusion du troisième chapitre

Dans ce chapitre, nous avons pu étudier les différentes étapes de conception et de caractérisation nous permettant d'obtenir un laser monomode transverse et fréquentiel : le laser DFB.

La première partie de ce chapitre nous a permis de valider les différents paramètres de l'empilement des couches définissant la structure par la caractérisation de laser Fabry-Perot à ruban large. Les paramètres internes des structures présentées dans ce chapitre (XXL1321 et XXL1418), obtenus expérimentalement, ont montré un bon accord avec les résultats des simulations et confirmé la bonne performance des structures. Le confinement vertical du mode optique a aussi été démontré avec une divergence à $1/e^2$ de l'ordre de 68° . De plus, des puissances supérieures à 2 W/facette ont été obtenues.

Une fois les structures validées, nous avons étudié le confinement latéral du mode optique afin d'obtenir un faisceau monomode transverse. Pour cela, nous avons présenté les résultats expérimentaux de laser Fabry-Perot à ruban étroit. Les résultats obtenus ont montré l'importance de la gravure du ruban, notamment du contrôle de sa profondeur de gravure. Le comportement monomode transverse a pu être démontré pour des puissances optiques supérieures à 100 mW avec une qualité de faisceau inférieure à 1,5. Des mesures de gain sous le seuil nous ont permis, en utilisant la méthode d'Hakki-Paoli, de déterminer le facteur de Henry α_H , facteur intervenant dans l'expression de la largeur de raie des lasers DFB.

Enfin, après l'obtention du caractère monomode transverse, la dernière partie de ce chapitre a démontré le fonctionnement monomode longitudinal obtenu par la réalisation d'un laser à contre-réaction répartie : le laser DFB. Ce laser a démontré un fonctionnement monomode longitudinal pour des puissances optiques allant jusqu'à 25 mW, avec un taux de réjection des modes satellites de l'ordre de 45 dB, pour une température de fonctionnement de 30°C . Après avoir présenté la théorie sur la largeur de raie fréquentielle et ses méthodes de caractérisation, son étude a montré des largeurs de l'ordre de 550 kHz pour un bruit blanc de fréquence et de 1,2 MHz pour un bruit basse fréquence. Le facteur de Henry a également été déterminé en utilisant les résultats des mesures de largeur de raie pour un bruit blanc de fréquence et coïncide avec la valeur obtenue sur les lasers Fabry-Perot à ruban étroit, $\alpha_H = 4$.

Références

1. Eagleyard Photonics, datasheet Broad area laser 790 nm, EYP-BAL-0790-01500-2010-CMT02-000, www.eagleyard.com
2. J. I. Pankove, *"Temperature dependence of emission efficiency and lasing threshold in laser diodes"*, J. Quantum Electron., Vol 4 (4), pp. 119, avril 1968
3. C. B. Su, R. Olshansky, J. Manning, and W. Powazinik, *"Temperature dependence of threshold current in III-V semiconductor lasers: Experimental prediction and explanation"*, Applied Physics Letters, **44**, 1030 (1984)
4. F.J. Vermersch, *"Vers une nouvelle source laser pour horloges atomiques : Etudes théorique et expérimentale d'un laser à contre réaction répartie émettant à 852nm, à faible largeur de raie pour le pompage du césium"*, PhD thesis, Université Paris XI, 2007
5. A.E. Siegman, *"New developments in laser resonators"*, in Proc. Of SPIE, 1990, **1224**, p1-14 Keith, D.W., *An interferometer for atoms*. Phys. Rev. Lett., 1991. **66**: p. 2693-2696.
6. S.C. Auzanneau, *"Etude théorique et expérimentale de diodes laser de forte luminance à 980nm"*, PhD thesis, Université Paris XI, 2002
7. B. W. Hakki, T. L. Paoli, *"Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers"*, Journal of Applied Physics, Vol. 46, n°3, pp. 1299-1306, march 1975
8. L.D. Westbrook, *"Measurements of dg/dN and dn/DN and their dependence on photon energy in $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ InGaAsP laser diodes"*, EE Proceedings, vol. 133, Pt. J, n° 2, pp 135-142, avril 1986
9. S. Ogita, M. Yano, H. Imai, *"Theoretical calculation of the linewidth enhancement factor of DFB lasers"*, Electronics Letters, Vol 22 n°11, pp. 580-581, may 1986.
10. A. L. Schawlow and C. H. Townes, Physical Review, 1958, **112**, p1940
11. C. H. Henry, *"Theory of the linewidth of semiconductor lasers"*, J. Quantum Electron., **18**, pp.259-264, 1982.
12. V. Ligeret, *"Etudes théoriques et expérimentales de sources lasers pour le pompage du Césium et du Rubidium : Applications horloges atomiques et interféromètres atomiques"*, thèse de l'université Paris XI Orsay (2009).
13. C. Abitol, P. Gallion and Al, *"Analyse de la largeur spectrale d'un laser semiconducteurs par interférométrie hétérodyne synthétique"*, J. Optics, 1984, **15**, p411-418
14. T. Okoshi and Al, *"Novel Method for High Measurement of Laser Output Spectrum"*, Electronics Letters, 1980, **16**, p630-631
15. K. Kikuchi, *"Effect of 1/f-type FM noise on semiconductor-laser linewidth residual in high-power limit"*, IEEE J. Quantum Electron., 1989, **25**, p684-688

16. H. Ludvigsen and Al, *"Laser Linewidth Measurements using Self-Heterodyne detection with Short Delay"*, Optics Communications, 1998, p180-186
17. P. Dowd, I.H. White and Al, *"Linewidth Narrowed Vertical Cavity Surface Emitting Lasers for Millimeter-Wave Generation by Optical Heterodyning"*, IEEE J. on Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, **3**, p405-408

Chapitre IV : Intégration d'une source DFB à 852nm dans les horloges Césium à jet thermique

Après avoir vu les différentes caractérisations des diodes réalisées à 780 nm, nous allons dans ce chapitre nous pencher sur le cas des horloges à jets thermiques utilisant des atomes de Césium, i.e. nécessitant des lasers émettant à 852 nm. En effet, le III-V Lab a longtemps développé et optimisé les diodes à 852 nm (trois thèses sur le sujet) permettant d'arriver à une maturité technologique suffisante pour les commercialiser et les utiliser dans des expériences de physique fondamentale et des systèmes optiques commerciaux tels que les horloges à jets thermiques.

Après avoir étudié les caractéristiques des diodes lasers DFB développées à 852 nm, nous verrons leurs intégrations dans des expériences d'absorption saturée. Nous verrons aussi les premiers résultats d'une étude théorique de pompage atomique en fonction des caractéristiques spectrales de la diode laser.

IV.1 Laser DFB émettant à 852,12 nm

Le développement de diode lasers de type TO3 émettant à 852 nm a fait l'objet de nombreuses études [1,2] au sein du III-V Lab. Une mise en boîtier des composants a également été réalisée afin de faciliter leur manipulation par les utilisateurs. Ce boîtier intègre également un élément Peltier afin d'ajuster la température le plus efficacement et rapidement possible.

Comme dans le cas des lasers à 780 nm présentés dans le chapitre III, nous allons présenter succinctement les résultats obtenus sur un laser DFB émettant à 852 nm intégré dans un boîtier TO3.

IV.1.1 Détail de la structure laser

Les matériaux utilisés pour épitaxier la structure laser émettant à 852 nm sont quasiment identiques à ceux utilisés pour les structures à 780 nm, à la différence de la composition de deux couches (Figure IV.1-1).

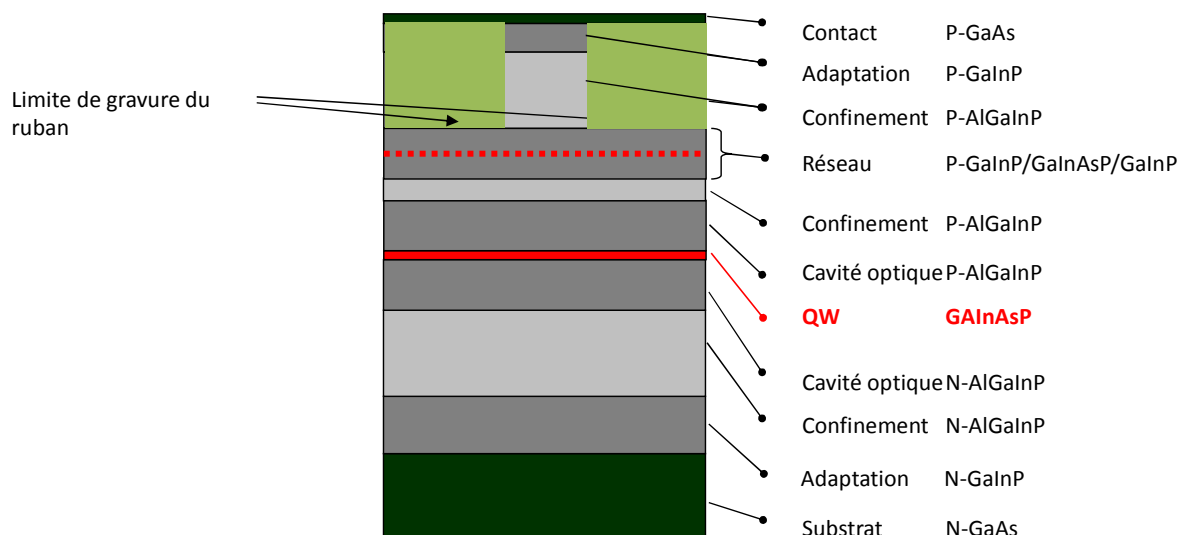


Figure IV.1-1 : Structure ridge DFB émettant à 852 nm

Contrairement à celui des structures à 780 nm, le puits quantique est un quaternaire en GaInAsP. Ce type de puits présente une contrainte en compression (cf II.1.2.iv) impliquant une émission de photons polarisés TE.

De plus, le réseau utilisé est réalisé par une couche en GaInAsP ayant une énergie de gap de 1,6 eV (Q1,6). En effet, l'avantage des quaternaires est de permettre aux matériaux épitaxiés d'avoir leurs paramètres de maille adaptés à celui du substrat (ici, le GaAs). L'adaptation en maille du quaternaire dépend ici des compositions des couples GaAs et InP. Dans le cas du puits quantique, nous avons choisi d'avoir un puits contraint (en l'occurrence en compression) afin d'améliorer le J_0 ainsi que le gain de la structure par rapport à un puits non contraint. De plus, le fait de contraindre le puits, nous a permis d'avoir une émission fortement polarisés dans le mode TE.

IV.1.2 Etude de la fiabilité des diodes lasers DFB à 852 nm

Au cours de ces trois années de thèse, nous avons pu étudier la fiabilité de lasers DFB émettant à 852 nm. Comme nous l'avons déjà vu plus tôt dans ce manuscrit (cf. Chapitre II), la fiabilité des diodes lasers est une composante vitale pour toutes applications industrielles ou expérimentales. Ainsi, il est nécessaire d'avoir des durées de vie très importantes (le temps d'une mission spatiale est typiquement de 15 ans) avec peu de dégradation des performances. Pour cela, nous avons réalisé, pendant 6 mois, un vieillissement de 10 diodes lasers DFB à 852 nm en fonctionnement (20 mW à la sortie de la diode) à une température de 40°C. Pendant ce vieillissement, la puissance des lasers a été mesurée continuellement et le courant de polarisation ajusté pour que la puissance émise reste constante et égale à 20 mW (Figure IV.1-2). Les lasers sont montés sur CuW puis sur une embase C.

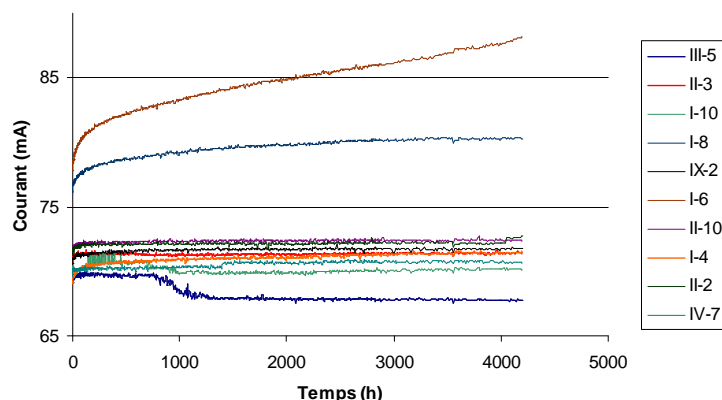


Figure IV.1-2 : Evolution du courant de fonctionnement pour une puissance de 20 mW en fonction du temps

L'étude de l'évolution du courant de fonctionnement des diodes en fonction du temps a montré une très faible dégradation de ce courant pour la plupart des composants. Un seul laser (I-6) se dégrade de façon conséquente au bout de 6 mois avec une augmentation du courant de fonctionnement d'environ 10 mA, soit 13 % d'augmentation. Un autre laser présente un comportement atypique de vieillissement : le laser III-5 voit son courant de fonctionnement diminuer au fil du vieillissement. Après des études sur le comportement spectral de la diode avant et après le vieillissement, nous avons pu déterminer que cette évolution était due à la perte du caractère DFB de la diode et donc d'un fonctionnement de type Fabry-Perot impliquant un rendement différentiel plus élevé que pour un DFB et donc un courant de fonctionnement à 20 mW plus faible.

Lors de cette étude, nous nous sommes attachés à comparer l'évolution des différents paramètres de fonctionnement avant et après le vieillissement tels que le courant de seuil, le rendement différentiel externe, la longueur d'onde, le detuning. La largeur de raie a également été mesurée après le vieillissement des lasers (du fait de problèmes techniques, ces mesures n'ont pas pu être réalisées avant le vieillissement). Une synthèse de ces études est disponible Annexe B dans un article publié à l'occasion de la conférence Photonics West en 2010.

A partir de ces courbes de vieillissement, nous avons pu extrapoler la durée de vie des diodes lasers en considérant une augmentation de 100 % du courant de fonctionnement à 20 mW, 40°C. Nous obtenons des valeurs de durée de vie importantes : plus de 50.000 heures (> 5ans) pour toutes les puces, plus de 500.000 heures (> 57 ans) pour 7 puces sur 10. Donner des valeurs de durée de vie supérieures à 500.000 heures n'est pas significatif compte tenu des bruits de mesure. Les deux puces 1-6 et 1-8, ayant les plus faibles durées de vie (respectivement 53.000 heures et 210.000 heures), sont aussi celles qui, à l'origine, avaient le courant de fonctionnement à 20mW le plus important. Ces deux lasers auraient pu préalablement être écartés de l'étude du vieillissement du fait de leur fort courant de fonctionnement par rapport aux huit autres lasers. De même, la diode III-5 aurait également pu être enlevée de cette étude avant vieillissement car elle présentait un plus faible comportement monofréquence en fonction du courant que les autres diodes. Grâce à cette étude, nous avons pu développer des critères de sélection avancés des diodes lasers DFB.

IV.1.3 Caractéristiques principales de la diode laser DFB

Dans cette partie, nous montrerons les résultats $P(I)$ et $V(I)$ obtenus dans les conditions d'obtention de la raie D_2 du Cs, i.e. pour une longueur d'onde de 852,12 nm : ainsi, la diode laser est caractérisée à une température de 30°C.

La diode laser DFB que nous avons utilisée lors de nos expériences au LNE-SYRTE présente une longueur de cavité de 2,5 mm pour une largeur de ruban de 4 μm . Elle a également subi un traitement antireflet sur la facette de sortie ($AR \approx 2\%$) ainsi qu'un traitement de haute réflectivité sur la facette arrière ($HR \approx 95\%$) et a été montée dans un boîtier en TO3.

IV.1.3.a Caractéristiques $P(I)$ et $V(I)$

La Figure IV.1-3 ci-dessous montre les caractéristiques $P(I)$ et $V(I)$ de la diode à 30°C.

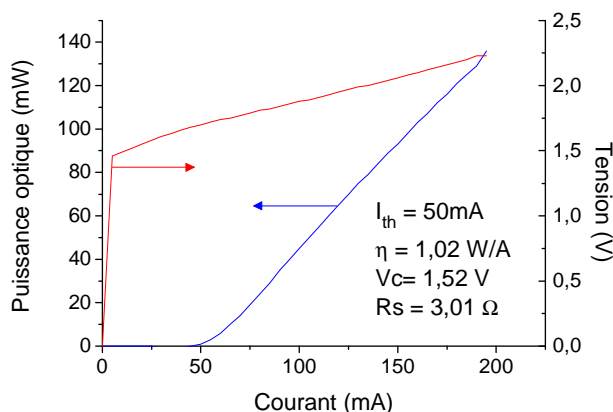


Figure IV.1-3 : Caractéristiques $P(I)$ et $V(I)$ à 30°C d'un laser DFB à 852 nm traité AR/HR

Nous avons obtenu un courant de seuil de 50 mA avec un rendement différentiel au seuil très important, de l'ordre de 1 W/A. De plus, le tracé de la courbe $P(I)$ montre un comportement linéaire, traduisant la bonne stabilité de la monomodicité transverse. La tension de coude mesurée sur ce laser est de 1,52 V avec une résistance série de 3,01 Ω . Cette résistance est relativement élevée et provient d'un léger défaut de métallisation qui impacte la qualité de la soudure entre la diode et son embase.

IV.1.3.b Etude du spectre optique

De même, nous avons également étudié le comportement spectral de cette diode laser pour une température de fonctionnement de 30°C. Ainsi, nous avons obtenu la longueur d'onde de la raie D_2 du Cs (soit 852,12 nm, Figure IV.1-5), pour un courant de fonctionnement de 170 mA et donc une puissance de 112mW.

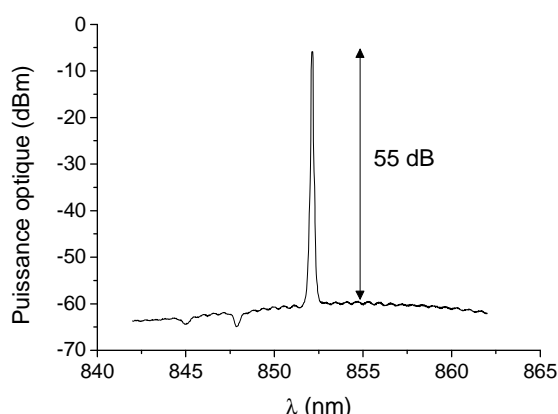


Figure IV.1-4 : Spectre d'émission du laser DFB à la raie D2 du Cs (mesure sur 20 nm) à 30°C, 112 mW (170 mA)

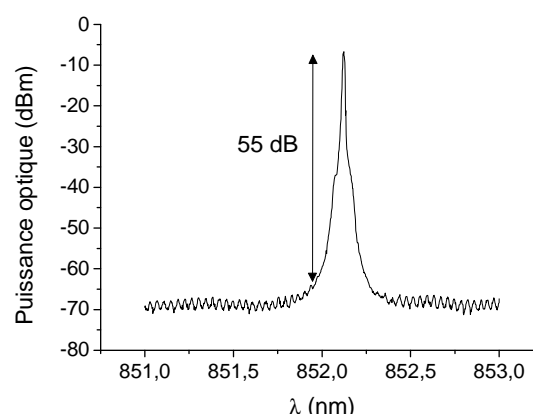


Figure IV.1-5 : Spectre d'émission du laser DFB à la raie D2 du Cs (mesure sur 2 nm) à 30°C, 112 mW (170 mA)

La Figure IV.1-4 montre le spectre optique du DFB sur une plage de mesure de 20 nm, permettant ainsi d'observer le detuning de la diode (environ -3 nm) et le bon fonctionnement du réseau de Bragg, i.e. la monomodicité fréquentielle de la diode. La Figure IV.1-5 est un agrandissement du spectre optique sur un intervalle de 2 nm. Elle montre un pic de Bragg ayant un très fort SMSR, de 55 dB.

Nous avons également mesuré l'évolution de la longueur d'onde de Bragg (Figure IV.1-6) du laser DFB en fonction du courant ainsi qu'également l'évolution de son SMSR (Figure IV.1-7).

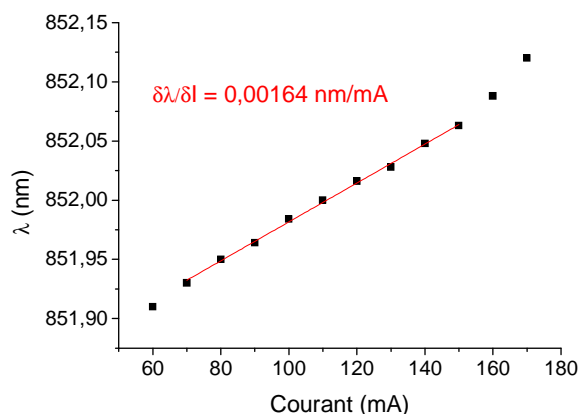


Figure IV.1-6 : Evolution de la longueur d'onde de Bragg en fonction du courant à 30°C

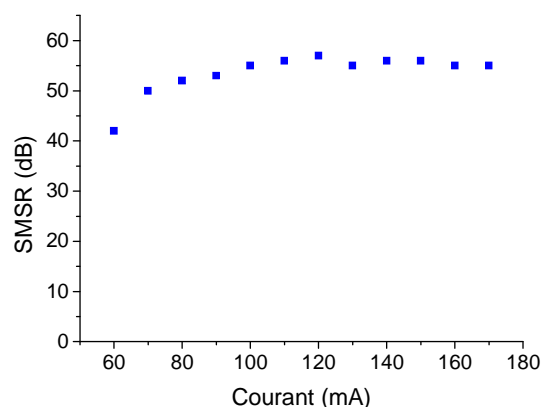


Figure IV.1-7 : Evolution du SMSR en fonction du courant à 30°C

Nous obtenons une variation de la longueur d'onde de Bragg de 0,00164 nm/mA, soit une variation fréquentielle de 700 MHz/mA. Ce résultat est plus faible que les variations habituelles de la longueur d'onde de Bragg des composants DFB, de l'ordre de 0,003 nm/mA (1,5 GHz). Il résulte de l'utilisation d'une cavité optique relativement plus longue (2,5 mm) que celles habituellement utilisées dans les lasers DFB ; généralement, les longueurs des composants varient entre 1 et 2 mm. Ainsi, la thermique du laser, causée par l'injection de courant est plus faible pour les composants de grandes longueurs du fait de résistances thermiques plus faibles que dans le cas de composants plus courts.

Nous pouvons également remarquer la bonne stabilité du mode sur une plage de courant importante : de 70 mA à 150 mA. Vers 160 mA, une brisure dans la linéarité des points apparaît, traduisant un saut de mode spectral. Néanmoins, comme le montre la Figure IV.1-7, le laser reste DFB après le saut de mode avec un SMSR de l'ordre de 55 dB.

De plus, nous pouvons également constater une excellente stabilité du SMSR en fonction du courant (Figure IV.1-7). En effet, dès le seuil, le SMSR est supérieur à 40 dB et augmente rapidement pour atteindre 55 dB. Ainsi, à la raie D₂ du Cs, le SMSR mesuré de la diode est de 55 dB.

IV.1.3.c Etude de la largeur fréquentielle par battement self-hétérodyne

Après avoir étudié les caractéristiques spectrales de la diode, nous avons réalisé une analyse préliminaire de la largeur de raie fréquentielle de notre laser par le biais de la méthode self-hétérodyne décrite dans le chapitre III. Pour rappel, la Figure IV.1-8 représente le schéma de principe de cette méthode.

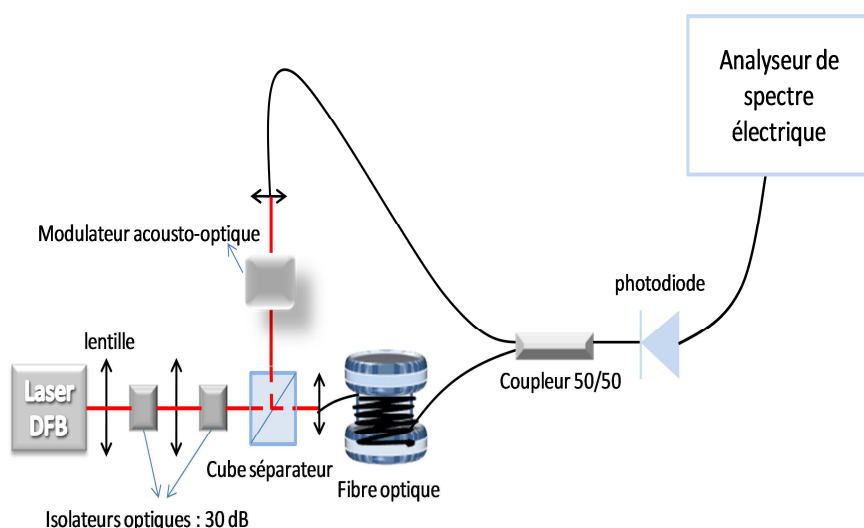


Figure IV.1-8 : Schéma de la méthode self-hétérodyne

L'étude de la largeur de raie du laser a été réalisée pour une température de fonctionnement de 30°C et une longueur de fibre de 2 km. A l'issue de ces mesures de battement, nous avons extrait les largeurs de raie selon les approximations de bruit blanc de fréquence ou de bruit en 1/f.

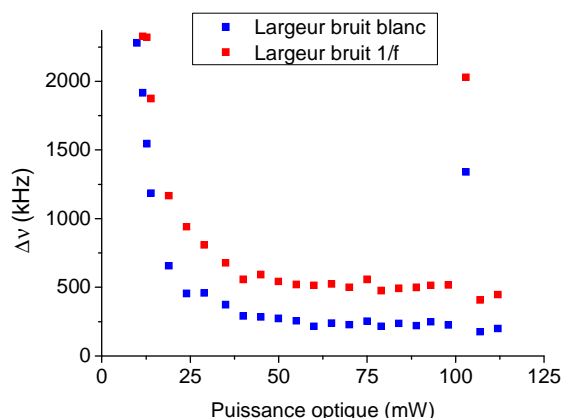


Figure IV.1-9 : Evolution de la largeur de raie du laser DFB en fonction de la puissance émise à 30°C

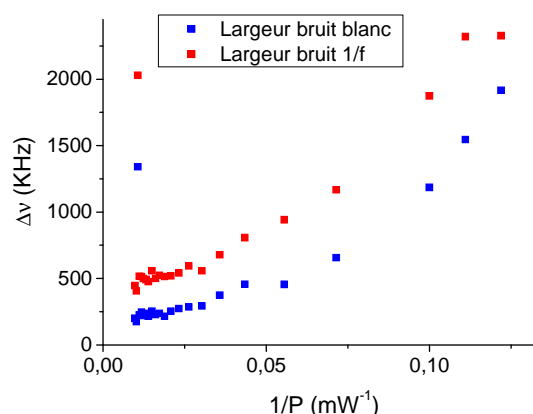


Figure IV.1-10 : Evolution de la largeur de raie du laser DFB en fonction de l'inverse de la puissance émise à 30°C

L'évolution de la largeur de raie en fonction de la puissance optique émise par le laser (Figure IV.1-9) montre deux comportements : une forte décroissance à faible puissance optique (<25 mW) puis une stabilisation de la largeur de raie autour de 250 kHz pour l'approximation du bruit blanc de fréquence et de 600 kHz pour le bruit en 1/f. Néanmoins, cette figure présente également une « anomalie » vers 100 mW (160 mA) qui montre une forte remontée de la largeur de raie. Cette forte remontée (entre 1,2 MHz et 2 MHz selon le type de bruit) s'explique par le saut de mode constaté précédemment.

Comme pour les diodes lasers émettant à 780 nm, nous avons profité de la courbe représentant la largeur de raie en fonction de l'inverse de la puissance (Figure IV.1-10) pour extraire le facteur de Henry dans le cas de bruit blanc de fréquence sur l'intervalle de $[0,02 \text{ mW}^{-1} ; 0,055 \text{ mW}^{-1}]$. Le facteur de Henry α_H mesuré est de l'ordre de 2,5, ce qui est légèrement plus faible que les valeurs obtenues dans la littérature [3].

Néanmoins, du fait de la méthode de mesure utilisée, les résultats obtenus pour les largeurs de raie sont à confirmer par d'autres méthodes plus précises telles que le battement hétérodyne. En effet, la longueur de cohérence du laser étant inversement proportionnelle à la largeur de raie du laser (cf. III-43), une largeur de 250kHz équivaut à une longueur de cohérence de 1,2 km soit plus de la moitié de la longueur de la fibre optique utilisée. Ainsi, en utilisant une fibre optique de 2 km, la décorrélation des deux chemins optiques de la méthode self-hétérodyne n'est pas optimale pour permettre des mesures précises des largeurs de raie.

IV.2 Spectroscopie d'absorption saturée

Malgré l'apparente simplicité de la méthode de battement hétérodyne (faire battre deux lasers différents ensemble), elle implique de fortes contraintes expérimentales, notamment l'asservissement d'un laser sur l'autre ainsi que l'asservissement d'une des diodes sur une fréquence stable de fonctionnement. Cet asservissement en fréquence est généralement réalisé en utilisant une méthode d'absorption saturée.

IV.2.1 Spectroscopie de l'atome de Césium

Pour asservir la fréquence de la diode laser, nous avons utilisé, lors de nos expériences au LNE-SYRTE, les raies de transitions hyperfines du Cs obtenues par absorption saturée. Ainsi, après avoir détaillé en quoi consistait l'absorption saturée, nous détaillerons le montage expérimental permettant d'asservir la diode laser.

IV.2.1.a Principe théorique de l'absorption saturée [4,5,6]

IV.2.1.a.i Influence de l'effet Doppler

Dans une cellule à vapeur de Césium, du fait de la vitesse des atomes, la fréquence optique perçue par les atomes est modifiée par l'effet Doppler. En éclairant la vapeur d'atomes par un faisceau laser ayant une pulsation ω_L , les atomes se dirigeant dans le sens de propagation du faisceau ou dans le sens contraire n'observent pas la même fréquence du laser.

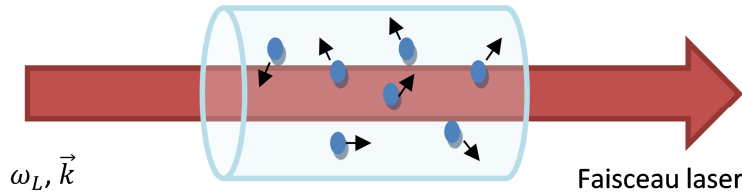


Figure IV.2-1 : Faisceau laser traversant une vapeur de Césium

Ainsi, la condition de résonance (fréquence du laser dans le référentiel de l'atome = fréquence ω_0 de la transition entre le niveau fondamental et le niveau excité) de l'atome s'en retrouve modifiée en fonction de la vitesse de l'atome. Chaque classe de vitesse de l'atome impliquant une fréquence de résonance propre due à l'effet Doppler, il existe donc une distribution de fréquences permettant la résonance avec les atomes de fréquence ω_0 . En prenant en compte que, dans un gaz, les atomes ont des vecteurs vitesses de direction aléatoire et isotrope, la distribution de vitesse des atomes est définie par une loi de type Maxwellienne. Ainsi, la probabilité d'avoir un atome ayant une vitesse comprise entre v et $v + dv$ est :

$$p(\vec{v}) = \frac{m}{2\pi k_B T} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad \text{IV-1}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, m la masse de l'atome et T la température du gaz.

Ainsi, nous pouvons remonter à la distribution de fréquence :

$$f(\omega) = A e^{-\frac{mc^2}{2k_B T} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2} \quad \text{IV-2}$$

Cette distribution de fréquence, de type gaussienne, implique donc une largeur à mi-hauteur appelée largeur inhomogène définie par :

$$\Gamma = 2 \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln(2) k_B T}{m}} \quad \text{IV-3}$$

Ainsi dans le cas de l'atome de Césium, la largeur inhomogène est de 385 MHz à 20°C. Cette largeur très élevée démontre bien que l'effet Doppler ne permet pas de résoudre précisément la structure hyperfine de l'atome de Césium par un simple procédé d'absorption linéaire.

Pour s'affranchir de l'effet Doppler, à température ambiante (sans refroidissement d'atomes), la solution la plus simple dans sa mise en œuvre est l'utilisation de la technique d'absorption saturée.

IV.2.1.a.ii La technique d'absorption saturée

L'expérience d'absorption saturée consiste à utiliser un second faisceau de plus faible intensité traversant la cellule à vapeur d'atomes (Figure IV.2-2).

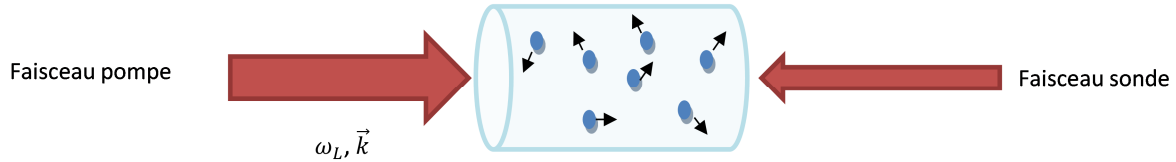


Figure IV.2-2 : Principe de l'absorption saturée

Dans le cas où les deux faisceaux sont colinéaires et de sens opposés, les conditions de résonance pour les faisceaux peuvent s'écrire :

$$\omega_L - kv_z = \omega_0 \text{ pour le faisceau pompe} \quad \omega_L + kv_{z'} = \omega_0 \text{ pour le faisceau sonde}$$

Les deux ondes interagissent donc avec des classes de vitesses différentes tant que la fréquence du laser est différente de celle de la transition atomique. Lorsque ces deux fréquences sont égales (fréquence du laser = fréquence de la transition atomique), les deux faisceaux interagissent simultanément avec les atomes dont la vitesse selon z est nulle ($v_z = 0$). Dans ce cas, le faisceau pompe sature la transition atomique, impliquant ainsi une atténuation du faisceau sonde moins importante.

Ainsi, le signal d'absorption présente une raie large, due à l'effet Doppler, à laquelle vient se rajouter un creux d'absorption plus fin, correspondant à l'excitation des mêmes classes de vitesses par les deux faisceaux, se situant exactement à la fréquence de la transition hyperfine ω_0 .

Néanmoins, lorsque l'atome possède plusieurs niveaux hyperfins, de nouvelles raies peuvent apparaître lors de la mesure d'absorption. Ces raies sont appelées croisement de niveaux ou plus généralement, en anglais, cross-over.

Pour expliquer ces nouvelles raies, prenons l'exemple de la transition 4 vers l'état excité de l'atome de Césium (voir chapitre I). Trois transitions sont possibles à des fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3$. Les conditions de résonance pour les faisceaux sont donc :

$$\begin{cases} \omega_L - \frac{\omega_0}{c} v_1 = \omega_1 \\ \omega_L - \frac{\omega_0}{c} v_2 = \omega_2 \text{ pour le faisceau pompe} \\ \omega_L - \frac{\omega_0}{c} v_3 = \omega_3 \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_L + \frac{\omega_0}{c} v_{1'} = \omega_1 \\ \omega_L + \frac{\omega_0}{c} v_{2'} = \omega_2 \text{ pour le faisceau sonde} \\ \omega_L + \frac{\omega_0}{c} v_{3'} = \omega_3 \end{cases} \quad \text{IV-4}$$

Ainsi, les seuls atomes qui voient les deux faisceaux à la même fréquence sont ceux de vitesse longitudinale nulle, $v_1=v_2=v_3=0$ et on retrouve ainsi les raies hyperfines de l'atome de Césium.

Dans le cas, où la fréquence du laser est exactement à mi-distance de deux fréquences de transition, $\omega_L = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ par exemple (avec $\omega_1 < \omega_2$), l'atome se déplaçant dans le sens de propagation du faisceau pompe voit la fréquence de celui-ci à résonance avec une transition (par exemple (4->5')) du fait de l'effet Doppler. Par contre, il voit le faisceau sonde avec une fréquence plus faible, à résonance avec une seconde transition (dans ce cas-ci, la transition 4->4). Ainsi, chaque atome voit deux faisceaux à des fréquences différentes, mais chacun à résonance de ses transitions.

IV.2.1.b Principe de l'expérience

La mise en œuvre des expériences d'absorption saturée est relativement simple à réaliser, à condition de disposer de deux faisceaux contra-propageant. Le principe de la mise en œuvre est illustré dans la Figure IV.2-3 ci-dessous.

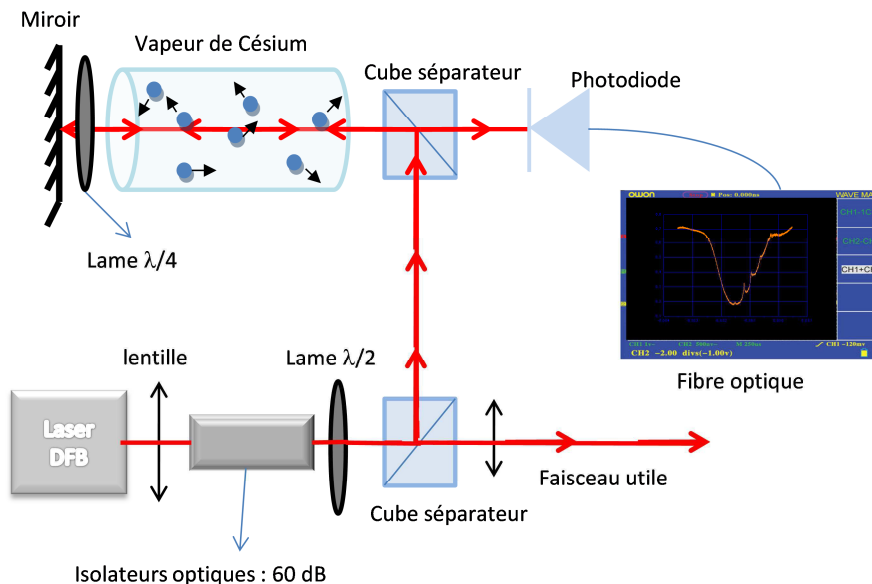


Figure IV.2-3 : Schéma de l'absorption saturée

A la sortie de la diode laser, le faisceau passe à travers un isolateur optique afin d'éviter les retours de lumière vers la diode. Il traverse ensuite une lame $\lambda/2$, permettant d'adapter la puissance optique sur chaque bras, puis traverse un cube séparateur de polarisation afin d'obtenir un faisceau utile pour les expériences et un faisceau réalisant l'absorption saturée. Celui-ci passe ensuite à travers un cube séparateur de polarisation qui réfléchit le faisceau à 90° afin qu'il puisse traverser la cellule de Cs et réalise ainsi le faisceau pompe. Après avoir traversé la cellule, le faisceau passe une première fois à travers une lame $\lambda/4$, puis est réfléchi et retransverse la lame $\lambda/4$ une seconde fois. Ce double passage à travers cette lame quart d'onde permet de faire tourner la polarisation du faisceau de 90° . Le faisceau retransverse ensuite la cellule de Cs comme faisceau sonde, puis est transmis par le cube, et est finalement détecté sur une photodiode.

Afin d'observer le spectre total d'absorption du Cs, nous effectuons un balayage de la longueur d'onde d'émission de la diode. Selon le type de composant, il est possible de faire varier différents

paramètres pour obtenir ce balayage : modulation du courant de fonctionnement, variation de la température de fonctionnement ou encore, variation de la longueur de la cavité (cas des lasers en cavité étendue). Dans le cas des lasers DFB, la modulation en courant de la diode est le procédé le plus efficace pour balayer tout le spectre d'absorption. D'une manière plus générale, moduler la température de fonctionnement des lasers pour balayer le spectre d'absorption d'un atome est une technique plus complexe à réaliser et surtout moins rapide en terme de modulation.

IV.2.1.c Résultats expérimentaux

En utilisant l'expérience décrite plus haute (Figure IV.2-3), nous avons réalisé les spectres d'absorption saturée pour les transitions 3 vers états excités et 4 vers états excités. Dans cette expérience (Figure IV.2-4), nous avons également utilisé un modulateur acousto-optique à 80 MHz afin d'introduire une modulation supplémentaire à 100 kHz qui permettra l'asservissement de la diode sur la raie atomique grâce à une méthode de détection synchrone.

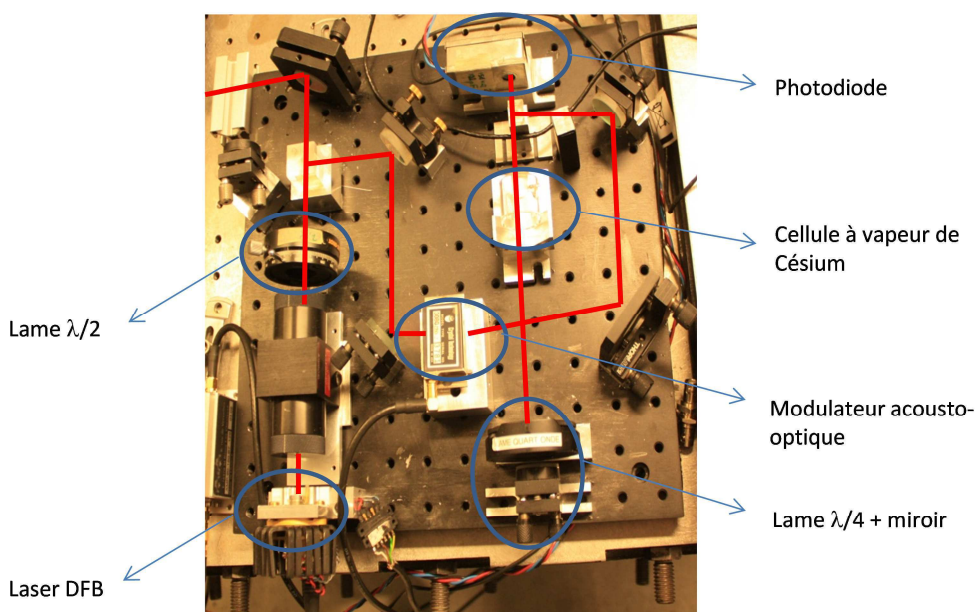
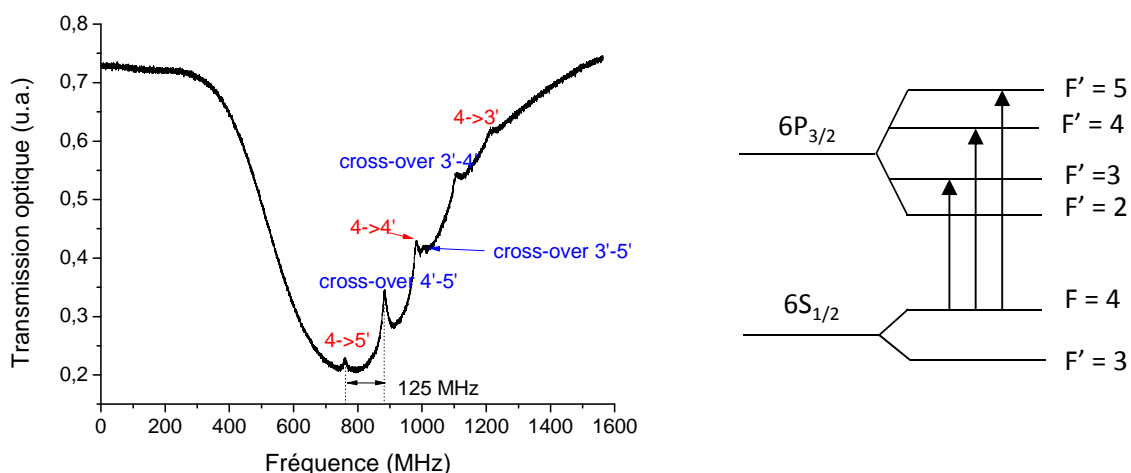


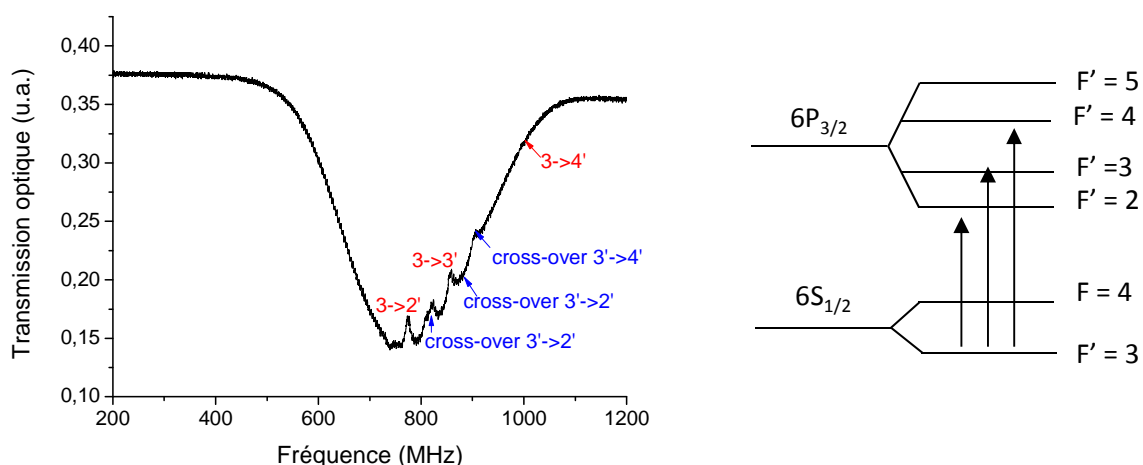
Figure IV.2-4 : Montage expérimental de l'absorption saturée

La photodiode est reliée à un oscilloscope sur lequel nous pouvons directement recueillir le spectre d'absorption saturée. Nous avons réalisé ce spectre sur la transition du sous-niveau $F=4$ de l'état fondamental $6S_{1/2}$ vers l'état excité $6P_{3/2}$ (Figure IV.2-5).

Figure IV.2-5 : Absorption saturée de la transition $F = 4$ vers l'état excité

Le spectre d'absorption saturée de $F = 4$ vers états excités montre une bonne résolution des différentes raies hyperfines ainsi que les cross-overs obtenues par l'utilisation de notre laser DFB. La largeur de chaque sous-niveau hyperfin est la conséquence du temps de vie des atomes dans chaque sous-niveau : cette largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 20 MHz du fait d'un élargissement de la largeur intrinsèque (environ 5 MHz) dû à la saturation optique de la transition. De plus, nous pouvons observer que la raie du cross-over $4'-5'$ est celle qui montre le plus de signal (plus forte amplitude et meilleure résolution). Cette forte amplitude est due au fait que la raie des cross-overs adresse deux classes de vitesses tandis que celle des raies hyperfines n'adressent qu'une seule classe de vitesse. De plus, le cross-over $4'-5'$ se situant proche du maximum d'absorption dû à l'effet Doppler, le faisceau sonde est donc d'autant plus intense.

Nous avons également réalisé la spectroscopie de la transition $F=3$ du fondamental vers les sous-niveaux excités (Figure IV.2-6).

Figure IV.2-6 : Absorption saturée de la transition $F = 3$ vers l'état excité

Nous pouvons observer que la résolution des raies (hyperfines et cross-overs) est moins bien définie que dans le cas de la transition $F = 4$ vers excité, la transition $3->4'$ n'étant quasiment pas discernable.

Cette différence de résolution entre les deux spectroscopies provient de la différence des coefficients de Clebsch-Gordan et des différences des forces de raie.

IV.2.2 Asservissement en fréquence sur une raie d'absorption

L'asservissement en fréquence de la diode consiste à venir maintenir la longueur d'onde du laser à une fréquence fixe de la manière la plus stricte possible.

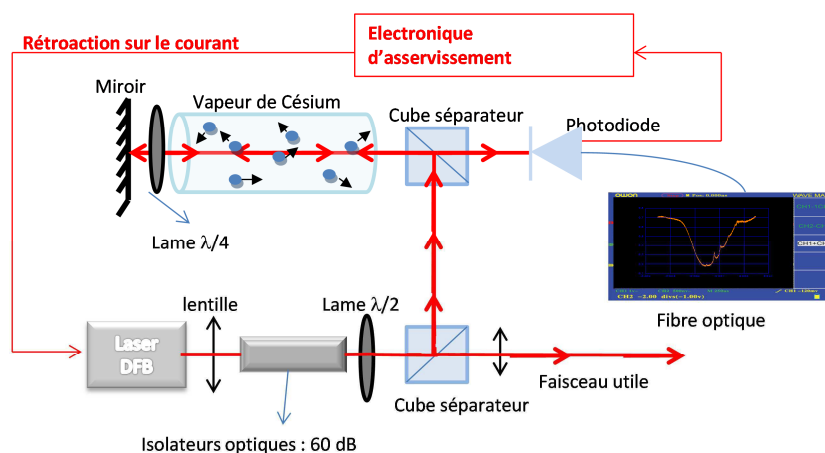


Figure IV.2-7 : Asservissement d'une diode laser par absorption saturée

L'asservissement de la diode laser est réalisé par absorption saturée, en utilisant le signal d'erreur de la photodiode obtenu en modulant le courant de la diode laser à 100kHz (Figure IV.2-8).

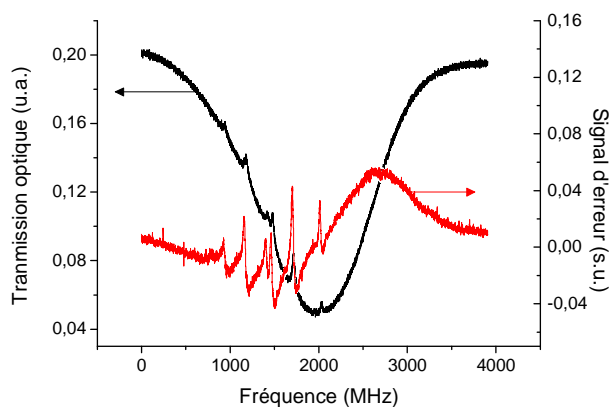


Figure IV.2-8 : Absorption saturée de la transition 4->excité et signal d'erreur correspondant.

Pour réaliser un asservissement de la diode laser DFB en utilisant l'absorption saturée, nous avons privilégié la raie donnant le plus de signal : le cross-over $4' \rightarrow 5'$. Profitant de l'asservissement de la diode, nous avons également mesuré le spectre de bruit de fréquence de la diode fonctionnant en régime asservi par rapport au régime libre (Figure IV.2-9).

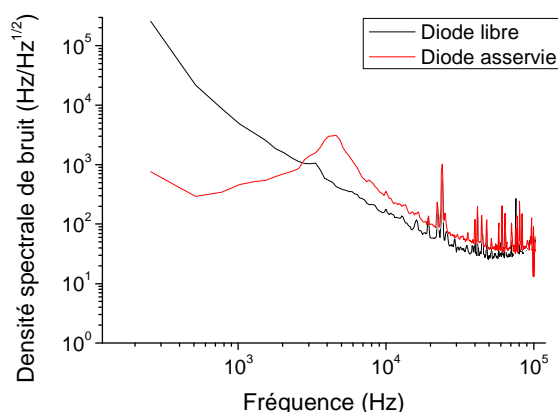


Figure IV.2-9 : Spectres de bruit de fréquence de la diode laser en régime libre (courbe noire) et en régime asservi (courbe rouge).

L'asservissement de la diode laser entraîne une diminution du bruit à basse fréquence jusqu'à environ 4,5 kHz, traduit par un pic de bruit à cette fréquence. De plus, à basse fréquence, la réduction du bruit est supérieure à 20dB. Néanmoins, la bande passante de l'asservissement n'est pas limitée par la diode mais par l'électronique utilisée, en particulier la bande passante de l'intégrateur : ainsi, en augmentant la bande passante de l'intégrateur, nous pouvons augmenter la fréquence à laquelle le spectre de bruit remonte. Une fois l'asservissement de la diode laser optimisé, celle-ci peut être utilisée dans les expériences d'interaction lumière-atomes telles que, par exemple, le pompage optique d'atomes.

IV.3 Horloge à jets thermiques : simulation du pompage optique

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons développé les différentes étapes de fonctionnement d'une horloge à jet thermique. Nous allons maintenant étudier la dépendance du pompage optique d'atomes en fonction des caractéristiques optiques du laser utilisé (puissance, largeur de raie, modulation de fréquence de la diode). L'axe de cette partie sera basé sur la première étape de fonctionnement d'une horloge atomique, à savoir la phase de préparation qui utilise une transition pompante.

IV.3.1 Système à trois niveaux

Dans le cas de la transition pompante, l'atome peut être modélisé comme un système à trois niveaux, où $|g\rangle$ et $|f\rangle$ sont les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental du Cs et $|e\rangle$ est le niveau hyperfin $F=4'$ de l'état excité (Figure IV.3-1).

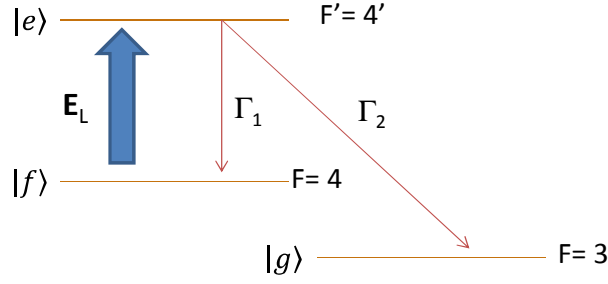


Figure IV.3-1 : Système atomique à trois niveaux : cas de la transition pompante

Γ_1 et Γ_2 sont respectivement les probabilités de transition de $4' \rightarrow 4$ et de $4' \rightarrow 3$. E_L représente le champ laser interagissant avec les atomes.

Du fait de la présence du champ laser E_L , le système suit une loi d'évolution répondant à l'équation ci-dessous :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H_{at} - \vec{d} \cdot \vec{E}_L, \rho] + R \quad \text{IV-5}$$

où H_{at} est l'hamiltonien atomique $H_{at} = E_{ij}\delta(i-f)$, $-\vec{d} \cdot \vec{E}_L$ l'hamiltonien de l'interaction dipolaire électrique, R le terme de relaxation par émission spontanée et ρ est la matrice densité du système telle que :

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{ee} & \rho_{ef} & 0 \\ \rho_{fe} & \rho_{ff} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{gg} \end{bmatrix} \quad \text{IV-6}$$

Notons que les termes nuls de la matrice densité traduisent l'absence de cohérence entre e et g , ce dernier n'étant atteint que par émission spontanée de l'atome.

La résolution de l'équation différentielle IV-5 est complexe et nécessite quelques approximations quant aux paramètres du laser : le bruit du laser est de type bruit blanc de fréquence [7]. Le détail explicite de la résolution du système d'équations différentielles est détaillé dans la thèse de Gaëlle Lucas-Leclin [8]. Ici, nous nous contenterons d'étudier le système d'équations différentielles final IV-6 en détaillant les différents paramètres.

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{\Gamma_1 + \gamma_L}{2}u - \Delta(t)v \\ \frac{dv}{dt} &= -\Delta(t)u - \frac{\Gamma_1 + \gamma_L}{2}v - \Omega w \\ \frac{dw}{dt} &= \Omega v - \frac{\Gamma_1 + \Gamma}{2}w - \frac{\Gamma_1 + \Gamma}{4}g \\ \frac{dg}{dt} &= -\Gamma_2 w - \frac{\Gamma_2}{2}g \end{aligned} \quad \text{IV-7}$$

Où Ω est la pulsation de Rabi ($\Omega = \frac{3\Gamma_1\lambda^3}{2\pi} I_L$), γ_L la largeur de raie du laser, $\Delta(t)$ la modulation de fréquence du laser et Γ la probabilité de transition du niveau hyperfin F vers F' de la raie D_2 du laser

(dans le cas de l'atome de Cs, $\Gamma = 33.10^6 s^{-1}$). Le changement de variable effectué est décrit ci-dessous, où $\langle \rangle_\varphi$ correspond à la moyenne sur la distribution de phase du laser :

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{2}(\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi + \langle \rho_{ef} \rangle_\varphi) \\ v &= \frac{1}{2}(\langle \rho_{fe} \rangle_\varphi - \langle \rho_{ef} \rangle_\varphi) \\ w &= \frac{1}{2}(\langle \rho_{ee} \rangle_\varphi - \langle \rho_{ff} \rangle_\varphi) \\ g &= 1 - \langle \rho_{gg} \rangle_\varphi \end{aligned} \quad \text{IV-8}$$

Ainsi, en résolvant le système d'équations différentielles IV-7, nous pouvons remonter aux populations de chaque état :

$$\begin{aligned} \langle \rho_{ee} \rangle_\varphi &= w + \frac{g}{2} \\ \langle \rho_{ff} \rangle_\varphi &= -w + \frac{g}{2} \\ \langle \rho_{gg} \rangle_\varphi &= 1 - g \end{aligned} \quad \text{IV-9}$$

Ainsi, nous avons réalisé un programme sur Matlab nous permettant de résoudre analytiquement ce système d'équations différentielles en faisant varier plusieurs paramètres.

IV.3.2 Simulation de la préparation atomique

Dans ce paragraphe, nous allons présenter des résultats de simulation du pompage de l'état $F = 4$, représenté sur la Figure IV.3-1 par l'état $|f\rangle$. Dans cette étude, plusieurs paramètres interviennent dans l'efficacité de pompage comme la taille de la zone d'interaction, la puissance du faisceau, la largeur de raie, les caractéristiques de la modulation de fréquence de la diode

Les taux de désexcitation Γ_1 et Γ_2 , caractérisant l'émission spontanée des atomes se trouvant dans l'état $F=4'$, sont proportionnels à la probabilité de transition de $4' \rightarrow 4$ ($p = 7/12$) et $4' \rightarrow 3$ ($1-p$) : $\Gamma_1 \approx 19.10^6 s^{-1}$, $\Gamma_2 \approx 14.10^6 s^{-1}$.

La Figure IV.3-2 ci-dessous schématise la zone du pompage que nous avons considérée dans nos simulations.

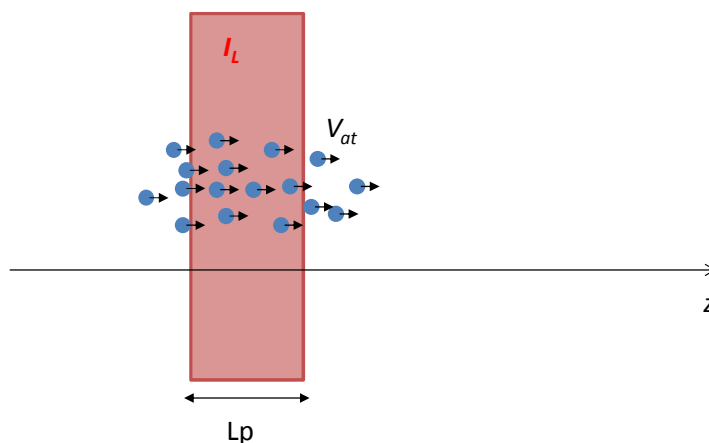
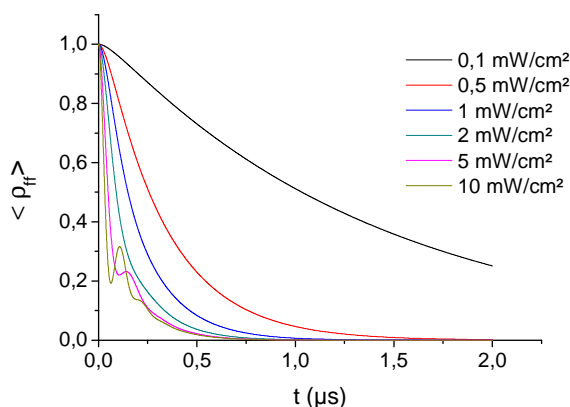


Figure IV.3-2 : Schéma de la zone de pompage

I_L est la densité de puissance du laser en mW/cm^2 , L_p la distance d'interaction entre les atomes et le faisceau.

IV.3.2.a Influence de la puissance optique du laser et de sa largeur de raie

Avant que l'atome ne traverse le faisceau, il est dans un état stable $|f\rangle$, sans cohérence avec les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ qui sont vides. Ainsi, les conditions initiales sont $u(0)=0$, $v(0)=0$, $w(0)=-0,5$ et $g(0)=1$.

Figure IV.3-3 : Evolution temporelle de la population de l'état $\langle \rho_{ff} \rangle$ en fonction de la puissance du faisceau pour une largeur de raie de 0 MHz.

La Figure IV.3-3 montre l'évolution de la population $\langle \rho_{ff} \rangle$ en fonction du temps et de la puissance optique. Dans cette simulation, la largeur de raie est considérée comme nulle et la fréquence du laser est accordée à la résonance de la transition. Nous pouvons constater que dans cette configuration, il suffit de relativement peu de puissance optique ($0,5 \text{ mW}/\text{cm}^2$) pour vider totalement le niveau $\langle \rho_{ff} \rangle$ en peu de temps (moins de $2 \mu\text{s}$). De plus, pour des puissances optiques plus fortes (à partir de $5 \text{ mW}/\text{cm}^2$), le pompage présente une oscillation des niveaux $|e\rangle$ et $|f\rangle$ au début de l'interaction. Ainsi, plus la puissance du faisceau est élevée, plus le pompage sera efficace. Pour un faisceau de $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$, plus de 99,9% du pompage est réalisé au bout de $1,5 \mu\text{s}$, ce qui représente une distance d'interaction lumière-atome légèrement inférieure à $0,5 \text{ mm}$ pour une vitesse moyenne de $330 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Néanmoins, il convient de prendre en compte la largeur de raie du laser pour déterminer une durée d'interaction optimale pour les atomes (Figure IV.3-4).

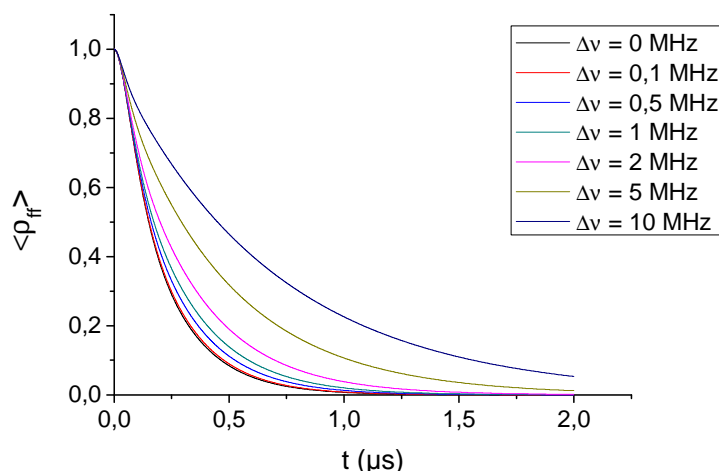


Figure IV.3-4 : Evolution de la population $\langle \rho_{ff} \rangle$ en fonction du temps et de la largeur de raie pour une intensité optique de 1 mW/cm^2 .

Dans cette simulation, nous avons considéré une intensité optique de 1 mW/cm^2 . Comme on pouvait le penser, le temps de pompage pour les faibles largeurs (2 MHz) de raie est relativement rapide (de l'ordre de $1,5 \mu\text{s}$) tandis que pour les largeurs de raies les plus importantes (à partir de 5 MHz et plus), le pompage n'est pas totalement accompli au bout de $2 \mu\text{s}$. En effet, la largeur intrinsèque du niveau atomique est de l'ordre de 5 MHz. Tant que la largeur de raie du laser est inférieure à la largeur de la transition atomique, elle n'a que peu d'effet sur le temps de pompage de l'atome. Quand elle devient supérieure à la largeur de transition atomique, elle diminue grandement l'efficacité de pompage. Pour limiter les conséquences des fortes largeurs de raie sur cette efficacité de pompage, il faut ainsi utiliser des puissances optiques plus importantes.

IV.3.3 Influence de la modulation de fréquence sur le pompage de $\langle \rho_{ff} \rangle$

Pour un laser asservi (cf. IV.2.2), la fréquence de modulation (dans notre cas : 100 kHz) est relativement faible devant les constantes de temps atomiques, l'évolution de l'atome suit donc la modulation de fréquence comme un désaccord oscillant lentement.

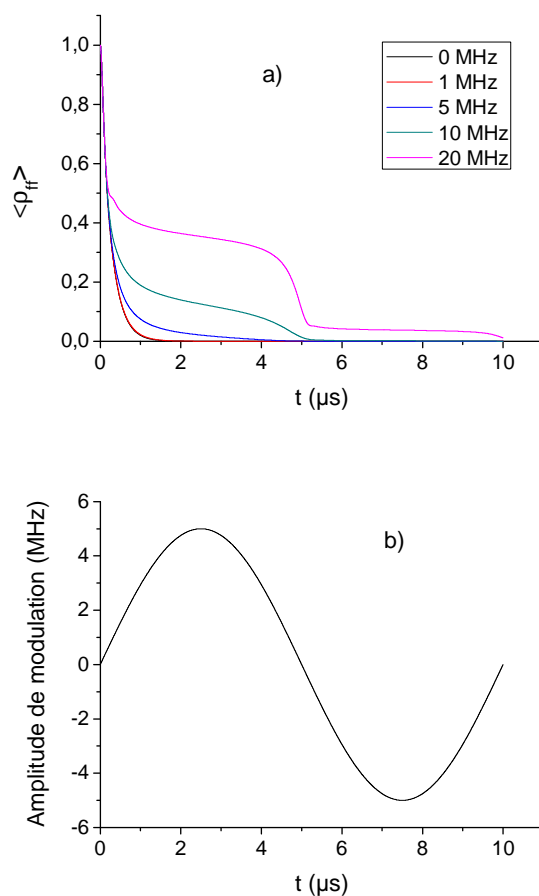


Figure IV.3-5 : a) Evolution de la population $\langle \rho_{ff} \rangle$ en fonction du temps et de l'amplitude de modulation de fréquence par rapport à la fréquence de résonance, b) amplitude de modulation en fonction du temps. La puissance optique est de 1 mW/cm^2 et la largeur de raie de 1 MHz .

La Figure IV.3-5 montre clairement que l'évolution de la population dans le niveau $|f\rangle$ chute très rapidement quand la modulation de fréquence du laser passe par 0, i.e. la fréquence optique du laser est à la résonance. Au contraire, lorsque la fréquence du laser s'éloigne de la résonance, le pompage du niveau ralentit en fonction de l'amplitude de modulation : plus celle-ci est importante, plus le temps de pompage du système est long. Typiquement, pour une amplitude de modulation de 10 MHz, il faut attendre plus de $9 \mu s$ pour obtenir plus de 99,9 % des atomes dans l'état $|g\rangle$.

De plus, les atomes ne rentrant pas en même temps dans la zone d'interaction laser, la phase de la modulation de fréquence n'est donc pas identique pour tous les atomes, ce qui implique des temps de pompage dépendant de la phase de la modulation (Figure IV.3-6).

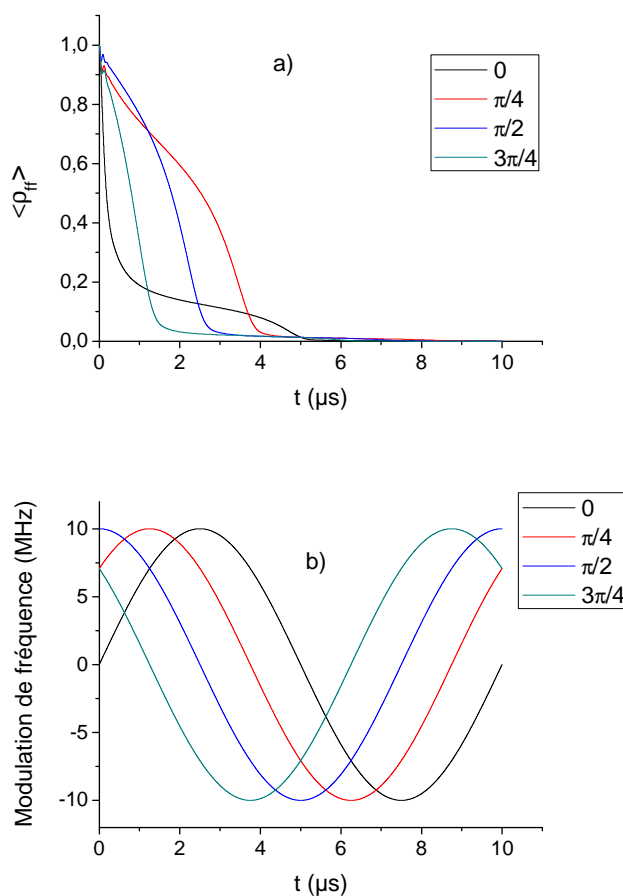


Figure IV.3-6 : a) Evolution de la population $\langle \rho_{ff} \rangle$ en fonction du temps et de la phase de la modulation de fréquence, b) amplitude de modulation en fonction du temps et de la phase. L'intensité optique est de 1 mW/cm^2 , la largeur de raie de 1 MHz et l'amplitude de modulation de 10 MHz

Ainsi, pour une modulation de fréquence ayant un déphasage de $\pi/4$ à $t=0$, la population restant dans l'état $|f\rangle$ au bout de $9 \mu\text{s}$ est de $2 \cdot 10^{-4}$ tandis que pour un déphasage nul, elle est de l'ordre de 10^{-3} . Pour une zone d'interaction infinie ou suffisamment grande (plusieurs fois le temps de pompage pour avoir 99,9% des atomes pompés), la phase de la modulation n'a aucune influence sur le nombre d'atomes se trouvant sur l'état $|f\rangle$. Néanmoins, dans les horloges à jets thermiques, les zones d'interaction sont finies et les atomes ne vont pas tous à la même vitesse : le temps d'interaction avec le faisceau dépend de la vitesse de l'atome. Ainsi, dans le cadre de nos simulations, la phase de la modulation de fréquence peut avoir d'importantes conséquences sur la population finale de l'état $|f\rangle$.

IV.3.4 Etude du nombre d'atomes non pompés

La probabilité de transition de l'atome de l'état $|f\rangle$ vers l'état $|g\rangle$ dépend principalement du temps d'interaction avec le faisceau. Celui-ci est déterminé par deux facteurs distincts : la taille du faisceau et la vitesse de l'atome. La taille du faisceau étant constante au cours des expériences, seule la vitesse de l'atome déterminera le temps d'interaction. Ainsi, la taille de la zone d'interaction vue par l'atome dépend de sa vitesse propre (Figure IV.3-7).

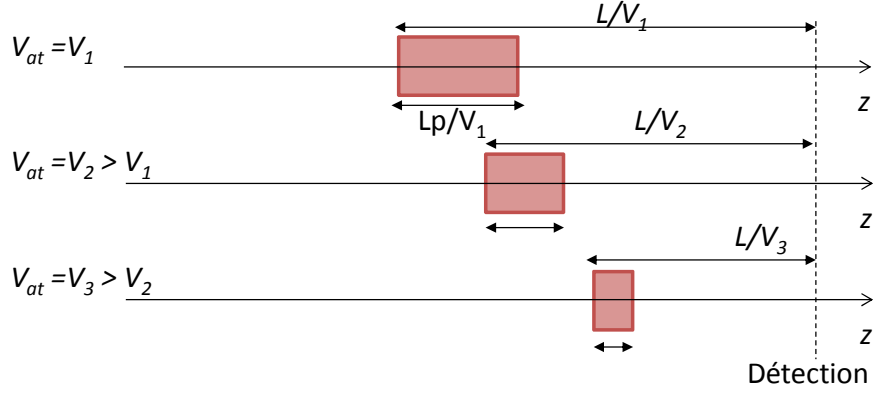


Figure IV.3-7 : Schéma de principe de la simulation

Les atomes les plus lents semblent parcourir une distance plus importante pour arriver jusqu'à la zone de détection. De plus, ils n'interagissent pas avec le faisceau au même moment que des atomes plus rapides, ce qui implique une phase de la modulation de fréquence différente selon le type d'atome. Ainsi, pour obtenir une valeur moyenne du nombre d'atomes non pompés (indépendante du temps), il faut effectuer une moyenne sur la phase de la modulation de fréquence en prenant en compte la distribution de vitesse des atomes (le « poids » de chaque classe de vitesse dans un groupe d'atomes).

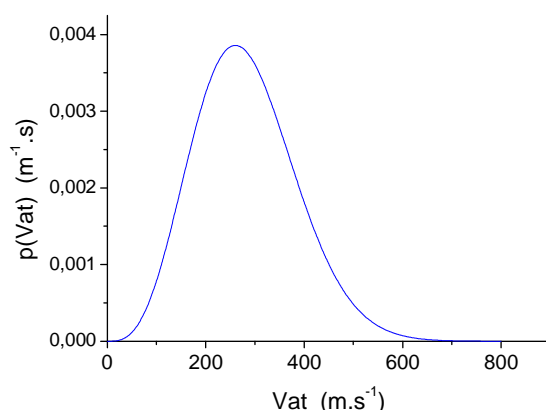
Enfin, contrairement aux simulations développées plus haut, le faisceau laser n'a jamais un profil d'intensité constant sur toute sa largeur mais plutôt une répartition d'intensité suivant un profil gaussien.

IV.3.4.a Distribution de vitesse des atomes

Dans un jet thermique, la distribution de vitesse des atomes suit une loi de Maxwell modifiée, dont la valeur moyenne dépend de la température du four d'où sont issus les atomes [9] :

$$p(v_{at}) = \frac{2v_{at}^3}{\alpha^4} e^{-\frac{v_{at}^2}{\alpha^2}} \quad \text{IV-10}$$

où $\alpha = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ avec k_B la constante de Boltzmann, m la masse atomique du Césium et T la température dans le four.

Figure IV.3-8 : Distribution de vitesse dans un jet thermique de Césium à $T = 90^{\circ}\text{C}$

Pour une température du four à 90°C , la vitesse moyenne des atomes du jet thermique est de 284 m.s^{-1} (avec $\alpha \cong 213 \text{ m.s}^{-1}$).

IV.3.4.b Atomes non pompés

Afin de mener cette étude à bien, nous avons considéré le faisceau laser comme gaussien, ayant un diamètre de 1mm à 1% de l'intensité maximale. De plus, la distribution de vitesse a été prise de 10 m.s^{-1} à 600 m.s^{-1} . Enfin, nous nous sommes affranchis de la phase de la modulation de fréquence en calculant pour chaque phase le nombre d'atomes non pompés puis en le moyennant sur toutes les phases.

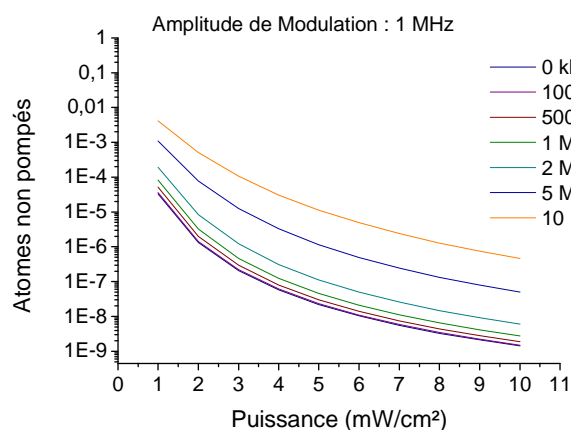


Figure IV.3-9 : Nombre d'atomes non pompés en fonction de la puissance du laser et de la largeur de raie pour une amplitude de modulation de 1 MHz

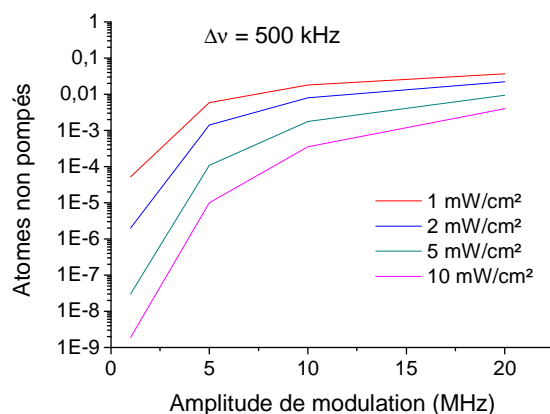


Figure IV.3-10 : Nombre d'atomes non pompés en fonction de l'amplitude de modulation et de la puissance du laser pour une largeur de raie du laser de 500 kHz

La Figure IV.3-9 montre l'évolution du nombre d'atomes non pompés en fonction de la puissance optique du laser selon la largeur de raie de la diode laser pour une amplitude de modulation de 1 MHz. Le nombre d'atomes non pompés décroît en fonction de la puissance du laser pour toutes les largeurs de raie. Pour une largeur de raie du laser de 500 kHz, le nombre d'atomes non pompés est de $5,2 \cdot 10^{-5}$ pour une puissance de 1 mW/cm^2 et décroît jusqu'à $2 \cdot 10^{-9}$ à 10 mW . Pour un laser ayant une largeur de raie plus importante, typiquement 10 MHz, le nombre d'atomes non pompés est très

important pour les faibles puissances optiques ($4 \cdot 10^{-3}$ à 1 mW/cm^2), nécessitant ainsi une forte puissance optique (9 mW/cm^2) pour arriver à un nombre d'atomes non pompés inférieur à 10^{-6} .

De plus, nous avons également étudié l'évolution du nombre d'atomes non pompés en fonction de l'amplitude de modulation pour diverses puissances optiques à une largeur de raie fixe de 500 kHz (Figure IV.3-10). Nous pouvons observer deux caractéristiques de l'évolution du nombre d'atomes non pompés en fonction de l'amplitude de modulation : une augmentation rapide du nombre d'atomes non pompés jusqu'à 5 MHz, puis une augmentation plus lente jusqu'à 20 MHz. Ce changement de comportement à 5 MHz d'amplitude de modulation correspond au moment où cette dernière devient égale à la largeur intrinsèque des niveaux hyperfins du Cs.

Les simulations que nous avons réalisées sur le pompage des atomes du niveau $F=4$ vers le niveau $F=3$ ont montré plusieurs résultats intéressants dans le cadre de futures mesures expérimentales du nombre d'atomes non pompés en fonction de la largeur de raie du laser, de l'amplitude de modulation de fréquence du laser et de la puissance optique. Dans le cas de notre laser DFB, ayant une largeur de raie de 500 kHz, nous pouvons donc espérer une bonne efficacité de pompage, même pour des amplitudes de modulation de fréquence importantes, en le faisant fonctionner à des puissances optiques supérieures à 10 mW/cm^2 .

Néanmoins, les simulations du nombre d'atomes non pompés ne prennent pas encore en compte tous les facteurs de bruit d'une diode laser. Ainsi, nous n'avons considéré dans ces simulations qu'une approximation de bruit blanc de fréquence pour déterminer la forme de la raie fréquentielle du laser en ayant négligé le bruit basse fréquence de la diode laser. En effet, l'asservissement des diodes ayant une bande passante de l'ordre de quelques dizaines de kHz (pour une fréquence de modulation de 100 kHz), le bruit basse fréquence reste conséquent dans la forme de la raie et devrait être pris en compte pour affiner le calcul du taux d'atomes non pompés.

IV.4 Conclusion du quatrième chapitre

Dans ce chapitre, nous avons pu étudier les possibilités d'intégration d'un laser DFB émettant à 852 nm dans des systèmes d'horloges atomiques à jet thermique. Au sein du III-V Lab, nous avons réussi à développer des diodes lasers ayant de très grandes performances optiques : plus de 100 mW à la longueur d'onde de la raie D_2 du Cs avec un SMSR de plus de 55 dB et des largeurs de raies inférieures à 500 kHz. De plus, des études de fiabilité de nos composants à 852 nm ont démontré la bonne robustesse de ces composants avec des durées de vie supérieures à 15 ans.

L'asservissement du laser DFB sur une cellule de Cs par absorption saturée a permis de démontrer le potentiel de ce type de composant dans les expériences de laboratoire mais également dans des systèmes intégrés ; des premières simulations de pompage optique ayant pu montrer le potentiel d'efficacité de nos diodes.

Néanmoins, dans le cadre de l'optimisation des simulations du pompage d'atomes, il faudra développer plus en avant le modèle en ajoutant au bruit blanc du laser le bruit basse fréquence. Des expériences sur des horloges à jet thermique pourront valider les modèles et valideront ainsi les performances de nos lasers DFB.

Références

1. F.J. Vermersch, *"Vers une nouvelle source laser pour horloges atomiques : Etudes théorique et expérimentale d'un laser à contre réaction répartie émettant à 852nm, à faible largeur de raie pour le pompage du césium"*, thèse de l'Université Paris XI Orsay, 2007
2. V. Ligeret, *"Etudes théoriques et expérimentales de sources lasers pour le pompage du Césium et du Rubidium : Applications aux horloges atomiques et interféromètres atomiques"*, thèse de l'université Paris XI Orsay (2009).
3. S. Ogita, M.Hirano and Al, *"Dependence of spectral linewidth of DFB lasers on facet reflectivity"*, Electron. Lett., 1987, **23**, p347-349.
4. A.L. Schawlow, *"Doppler Free Saturated Spectroscopy : Laser Spectroscopy"*, Lab handout, Swarthmore College, 2001.
5. W. Demtroder, *"Laser Spectroscopy"*, Springer, New-York, 1982.
6. S. Kraft, A. Deninger, & al, *"Rubidium Spectroscopy at 778-780nm with a distributed feedback laser diode"*, Laser Physics Letter, 2006, 1-6.
7. N. Dimarcq, *"Propriétés statistiques de la lumière de fluorescence induite par un laser dans un jet atomique"*, thèse de l'université Paris XI Orsay (1992).
8. G. Lucas-Leclun, *"Importance des propriétés spectrales des lasers pour les performances des horloges atomiques à pompage atomique"*, thèse de l'université Paris XI Orsay (1998).
9. N.F. Ramsey, *"Molecular Beam"*, Clarendon Press, Oxford, 1956

Conclusion

Cette thèse, inscrite dans le cadre d'un contrat REI DGA et d'une bourse de thèse, s'est déroulé au sein d'un partenariat entre le III-V Lab et le LNE-SYRTE. L'objectif de ces trois années a été de développer une source laser émettant à 780 nm ayant des caractéristiques bien précises :

- Une émission à la longueur d'onde de transition de la raie D_2 du Rubidium, soit 780 nm.
- Une diode ayant un fort taux de polarisation, TM ou TE (supérieur à 90%).
- Un comportement monomode transverse avec une bonne qualité de faisceau (inférieurs à 2).
- Un comportement monomode fréquentiel avec un taux de réjection des modes satellites supérieur à 30 dB.
- Une faible largeur de raie fréquentielle de la diode laser, inférieur ou égale au MHz.

La réalisation de diodes lasers DFB à 780 nm a été une première au sein du III-V Lab, qui s'est appuyé sur son expérience des diodes lasers DFB émettant à 852 nm pour développer cette nouvelle longueur d'onde bien que les matériaux utilisés soient différents.

La première étape de ce travail a été de simuler les structures lasers permettant de donner les meilleures performances électro-optiques : de faibles pertes internes, un fort rendement quantique interne, une faible densité de courant à la transparence et un fort coefficient de gain modal. Pour cela, il nous a fallu d'abord comprendre les différents mécanismes mis en œuvre dans une diode laser telle que le confinement du mode optique, réalisé par l'utilisation d'une structure de type SCH et par la gravure d'un ruban étroit, l'influence du dopage des couches, le couplage du mode optique avec le réseau de Bragg, etc... Les structures ont été réalisées avec un puits quantique en matériau ternaire (GaAsP) contraint en tension, impliquant une émission polarisée TM.

Après avoir optimisé les simulations des structures, celles-ci ont été réalisées par épitaxie puis caractérisées en plusieurs temps afin de valider chaque étape technologique. La première étape a été de valider la structure verticale des diodes lasers en caractérisant des lasers larges (ayant une largeur de ruban de 100 μm et une longueur de 1 ou 2 mm). De ces caractérisations, nous avons pu extraire les paramètres internes des structures, obtenant des pertes internes de l'ordre de 1 cm^{-1} , un

rendement quantique interne allant de 80 % à 90 %, un coefficient de gain modal supérieur à 20 cm^{-1} et une densité de courant à la transparence comprise entre 190 A/cm^2 et 210 A/cm^2 . Ces données obtenues expérimentalement ont montré un bon accord avec ceux calculés. De plus, le confinement vertical du mode a pu être validé, avec une divergence à $1/e^2$ avoisinant les 67° , et comparé avec les simulations afin de valider les indices optiques utilisés. Enfin, nous avons obtenu des courants de seuil, pour des lasers de 2 mm brut de clivage, autour de 580 mA avec des rendements supérieurs à $0,6 \text{ W/A}$ (pour la structure XXL1321). Une puissance optique de l'ordre de $2,5 \text{ W/facette}$ a été obtenue pour un courant de 4,5 A à 20°C .

Après avoir validé l'empilement des couches par la caractérisation de lasers larges, nous avons ensuite pu valider le confinement du mode optique selon l'axe parallèle afin de caractériser le comportement monomode transverse (parallèle + perpendiculaire) de nos lasers. Pour cela, la gravure d'un ruban étroit de $4 \mu\text{m}$ a été réalisée technologiquement de deux manières distinctes : un ruban simple et un ruban de type double tranchée. La caractérisation de ces deux types de rubans nous a permis d'étudier plusieurs comportements des diodes lasers FP. Pour commencer, les lasers FP ont montré de faibles courants de seuil d'environ 60 mA avec des rendements différentiels de $0,7 \text{ W/A}$ pour la plaque XXL1321 et de $0,88 \text{ W/A}$ pour la plaque XXL1418, les lasers mesurant 2 mm de long et ayant un traitement AR/HR sur les facettes. Des puissances supérieures à 100 mW ont été obtenues sur ces lasers avec de bonnes qualités de faisceau ($M^2 \approx 1,5$) et un taux de polarisation TM du faisceau supérieur à 90%. Enfin, la mesure du gain différentiel et de l'indice différentiel par la méthode de Hakki & Paoli nous permis de donner une première estimation du facteur de Henry, à comparer avec celui calculé par la caractérisation des largeurs de raie des lasers DFB. Néanmoins, nous avons pu également constater que la profondeur de gravure modifie les performances des lasers et qu'un contrôle précis de cette gravure est déterminant pour permettre la réalisation de composants ayant les meilleures performances.

Le caractère monomode fréquentiel des lasers a été réalisé par l'intégration d'un réseau de Bragg à l'intérieur des couches de confinement optique en AlGaInP dopé P. Le réseau de Bragg, réseau du second ordre, est une couche de GaAsP entouré de GaInP avec un pas de 235 nm. Afin d'optimiser le rendement d'obtention de lasers DFB ainsi que leurs tenues en courant et température, un traitement AR/HR a été réalisé sur leurs facettes. Pour cette première réalisation au sein du III-V Lab, nous avons obtenu une puissance optique de 25 mW à 780 nm avec une qualité de faisceau de 1,9. De plus, l'étude du comportement spectral a montré des SMSR supérieurs à 45 dB sur des plages de courant importantes. Enfin, en utilisant la méthode self-hétérodyne, nous avons pu mesurer des largeurs de raie de 550 kHz pour un bruit blanc de fréquence et de 1,2 MHz pour un bruit basse fréquence. Le calcul du facteur de Henry, extrapolé à partir de la mesure des largeurs de raie pour un bruit blanc de fréquence, a donné une valeur de 4 en accord avec celle obtenue par la méthode de Hakki & Paoli.

Le dernier chapitre de cette thèse a montré une approche d'intégration des diodes lasers DFB dans les systèmes. Fort de la maturité du III-V Lab dans la réalisation de diode lasers DFB émettant à 852 nm, correspondant à la raie D_2 du Césium, nous avons travaillé à cette longueur d'onde dans le cadre d'horloges atomiques à jet thermique d'atomes. La diode laser utilisée a démontré une forte puissance optique ($> 100 \text{ mW}$) à la longueur d'onde de la raie D_2 du Césium avec un SMSR supérieur à 50 dB et une largeur de raie de 200 kHz pour un bruit blanc de fréquence et 500 kHz pour un bruit

basse fréquence. De plus, la spectroscopie d'absorption saturée a montré une excellente résolution des raies des niveaux hyperfins de l'atome de Césium.

Enfin, des premières simulations ont été réalisées afin de pouvoir estimer les performances de nos diodes lasers dans les horloges atomiques à jet thermique. Ce modèle a pu montrer des tendances quant au nombre d'atomes non pompés par rapport à la puissance optique du faisceau et à la largeur de raie de la diode laser. Néanmoins, un travail complémentaire est à réaliser afin de prendre en compte plus de paramètres concernant la diode laser tels que le bruit basse fréquence ou la densité spectrale de puissance.

Dans le cadre de futurs développements de diodes lasers émettant à 780 nm, l'augmentation de la puissance optique DFB est l'objectif principal. Pour cela, une meilleure optimisation du réseau de Bragg est possible : épaisseur de la couche de GaAsP servant au réseau, position du réseau dans la structure, adaptation du dopage autour du réseau, etc... De plus, l'étude de structures dissymétriques (le puits est décalé vers la couche de cladding P) ou l'étude de structures ayant des cavités optiques encore plus épaisses (de l'ordre de $2\mu\text{m}$) permettra également d'augmenter les performances optiques des sources lasers. Enfin, l'intégration d'un laser DFB avec un amplificateur optique (de type SOA) permettra la réalisation d'un MOPA, composant monolithique composé d'un ruban DFB et d'une partie évasée permettant d'amplifier la puissance émise jusqu'à 500 mW ou plus.

Annexe A : Structure hyperfine des atomes de Cs et Rb

En mécanique quantique, les états quantiques d'un atome sont décrits par quatre nombres quantiques n , l , m_l et s , décrivant respectivement la couche électronique, le moment cinétique de l'atome, son moment angulaire et le spin de l'atome. Pour l'atome de Rubidium, l'électron célibataire a pour nombres quantiques principaux $n = 5$, $l = 0$; dans le cas de celui de césium, il s'agit de $n = 6$, $l = 0$.

La structure fine d'un atome décrit ses niveaux d'énergies en prenant en compte le couplage du spin de l'électron avec son moment cinétique orbital. En effet, par analogie classique, l'électron se déplaçant autour de son noyau génère un champ magnétique. Or l'électron possédant un moment magnétique propre, défini à partir de son spin, il y a couplage entre ces champs magnétiques : c'est le couplage spin-orbite. Ainsi, l'opérateur moment cinétique s'en retrouve modifié et il faut donc considérer un nouvel opérateur moment cinétique total \hat{J} défini par :

$$\hat{J} = \hat{L} + \hat{S} \quad 0-1$$

où \hat{L} est l'opérateur moment cinétique orbital de l'électron et \hat{S} l'opérateur du moment cinétique de spin de l'électron.

Par l'action de ce nouvel opérateur, chaque niveau, défini par les nombres quantiques n et l , voit ses dégénérescences levées partiellement, les sous-niveaux apparaissant étant définis par $j = |l-s|, |l-s|+1, \dots, |l+s|$.

Pour l'atome de Rubidium, $l = 0$ pour le niveau fondamental $5S$ (respectivement $6P$ pour le Cs) et $l = 1$ pour son niveau excité $5P$ (respectivement $6P$). Le spin de l'électron étant toujours $\frac{1}{2}$, la levée de dégénérescence fait apparaître un seul sous-niveau pour le fondamental de chaque atome : $5S_{1/2}$ pour le Rb et $6S_{1/2}$ pour le Cs. Les niveaux excités du Rb (et du Cs) sont eux dégénérés en deux sous-niveaux : $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ (respectivement $6p_{1/2}$ et $6p_{3/2}$ pour le Cs).

Néanmoins, dans l'étude des niveaux d'énergies d'un atome, il existe un autre paramètre à prendre en compte afin d'obtenir sa structure hyperfine : le spin du noyau, qui se couple également à celui de l'électron. Un nouvel opérateur moment cinétique total \hat{F} peut donc être défini comme :

$$\hat{F} = \hat{J} + \hat{S}_{\text{noyau}} \quad 0-2$$

avec \hat{S}_{noyau} l'opérateur du spin du noyau.

Le spin du noyau variant selon la composition de chaque atome (nombre de protons, nombre de neutrons), les niveaux hyperfins ne sont donc pas équivalents selon le type d'atome. Dans le cas du Rb^{87} que nous étudions, le spin du noyau est de $\frac{3}{2}$. Pour le Cs^{133} , son spin est de $\frac{7}{2}$. Le nombre quantique F associé à chaque niveau hyperfin est défini par $F = |j - S_{\text{noyau}}|, |j - S_{\text{noyau}}| + 1, \dots, |j + S_{\text{noyau}}|$.

Ainsi, dans le cas de l'atome de Rubidium (Figure 0-1), le niveau fondamental $5S_{1/2}$ est dégénéré en deux sous-niveaux hyperfins : $F=1$ et $F=2$, tandis que son niveau excité $5P_{3/2}$ est dégénéré en quatre sous-niveaux : $F'=0$, $F'=1$, $F'=2$, $F'=3$.

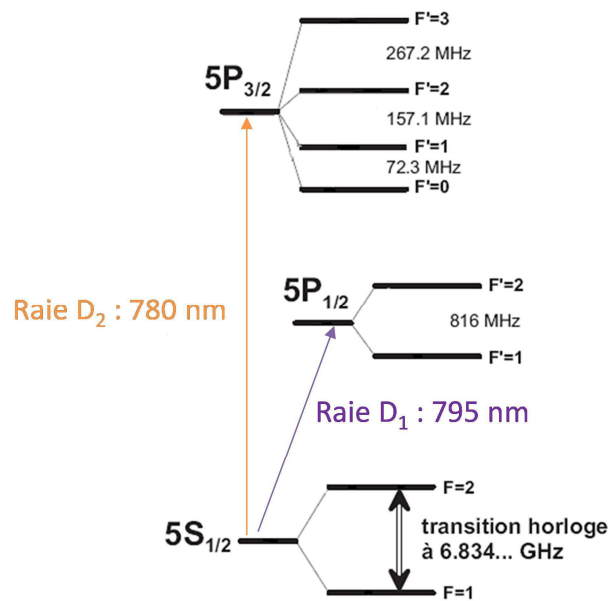


Figure 0-1 : Structure hyperfine du Rb⁸⁷

Dans le cas du Césium (Figure 0-2), le niveau fondamental est dégénéré en deux niveaux hyperfins, $F=3$ et $F=4$, tandis que son niveau excité en accueille quatre : $F=2$, $F=3$, $F=4$, $F=5$.

Enfin, notons que les sous-niveaux Zeeman, dus à l'action d'un champ magnétique extérieur perturbant l'atome, sont également représentés sur la Figure 0-2. Chaque niveau a un nombre de sous-niveaux Zeeman égal à $2F+1$, compris dans l'intervalle $[-F, F]$.

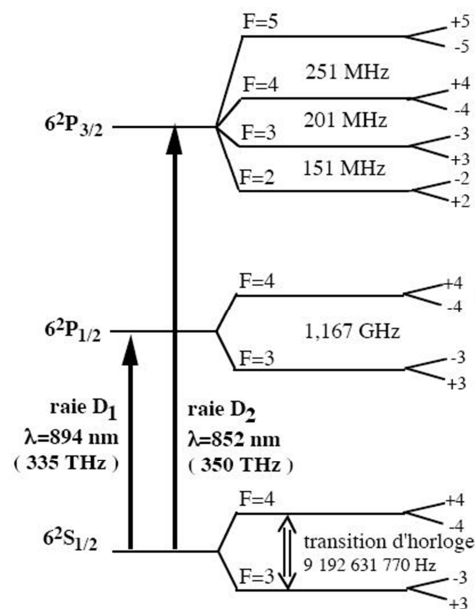


Figure 0-2: Structure hyperfine du Césium

Annexe B : High-power, high-reliability, and narrow linewidth, Al-free DFB laser diode, for Cs pumping (852nm)

C. Cayron^{* a}, V. Ligeret^a, P. Resneau^a, Y. Robert^a, O. Parillaud^a, M. Lecomte^a,
M. Calligaro^a, S. Bansropun^b, J. Nagle^b, M. Krakowski^{** a}

^aAlcatel Thales III-V Lab

^bTHALES Research & Technology, 1 ave Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau cedex, France

ABSTRACT

The development of techniques such as atom optical pumping, for atomics clocks or precise gyroscopes, requires laser diodes with high power and excellent spectral (narrow linewidth) and spatial qualities together with high reliability.

We have realized a six months ageing test on Al-free DFB lasers emitting at 852nm for Cs pumping. Ten DFB lasers were aged at 40°C and 20mW. The extrapolated lifetimes at 40°C, based on 20mW operating current, of our DFB lasers are higher than 500000 hours which confirms the excellent potential of this Al-free technology for long life spatial mission. Furthermore, the evolution of the operating current (initially around 70mA), after six months, is less than 5% (corresponding to 3mA).

We obtain a very good stability of optical spectra: an average variation of the Side Mode Suppression Ratio (SMSR) of less than 2dB and a variation of the wavelength of less than 0.12 nm.

We also measured the linewidth of our DFB lasers with the delayed self-heterodyne method after the six months ageing: we obtain a very narrow linewidth at 25°C (measurement temperature) around 215kHz (lorentzian fit, white noise) or 330kHz (gaussian fit, 1/f noise).

1. INTRODUCTION

Precise gyroscopes and atomic clocks are in high demand for positioning and flight navigation systems or measurement of fundamental constants. The development of techniques such as atom optical pumping requires laser diodes with high power and excellent spectral (narrow linewidth) and beam qualities. Laser sources emitting at 852.12nm, corresponding to the D2 line of cesium, are very interesting for these applications. For cold atom experiments (atomic clocks like PHARAO or HORACE [1]), Fabry-Perot is usually used in an external cavity configuration that yields a very low linewidth under 100kHz. However, for hot atom pumping, the use of a Distributed FeedBack (DFB) laser with a linewidth less than 1MHz gives good results and allows simpler configuration for space application like GALILEO. The duration of a space mission being at least 15 years, a high reliability is obviously required.

In this paper, we will present the results of a six months ageing experiment for DFB lasers at 852nm. The devices are 2mm-long AR/HR-coated index-guided ridge-waveguide GaInAsP/GaInP/AlGaInP DFB lasers, AuSn-mounted p-side up. We report first on the ageing properties of our lasers and on the lifetimes extrapolated from these measurements. Then we present the evolution of measured parameters between the beginning and the end of the ageing test. Finally, we study the spectral evolution and the linewidth (by self-heterodyne method) after the 6 months ageing.

[*charles.cayron@3-5lab.fr](mailto:charles.cayron@3-5lab.fr)

[**michel.krakowski@3-5lab.fr](mailto:michel.krakowski@3-5lab.fr)

2. DFB LASERS AGEING PROFILES

In this part, we will present different measurements done on ten DFB lasers, with AR/HR coatings, during their six months ageing at $T=40^{\circ}\text{C}$ and at constant power $P=20\text{mW}$. During this ageing, we had regularly done measurement of the Light-Intensity characteristic (L-I) of our laser. The operating current was also checked for each laser and adjusted for a constant operating power of 20mW during the ageing.

Figure 1 shows operating current (for 20mW) evolution during the ageing at 40°C for seven DFB lasers. For these lasers, there is little degradation of the operating current, less than 3mA at maximum after 6 months. Furthermore, the mechanism of degradation is very slow and no sudden failure was observed.

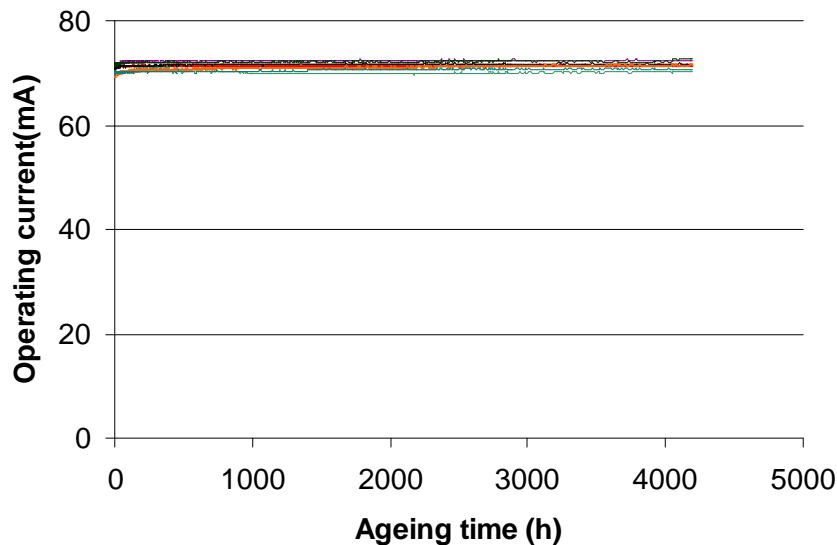


Figure 3: Evolution of operating current during 4200h ageing of seven AR/HR DFB lasers at $T= 40^{\circ}\text{C}$ and $P= 20\text{mW}$

These seven DFB lasers show a slow variation of their operating current that remains between 70mA and 73mA after 4200hours ageing at 40°C . All these lasers are DFB at the ageing condition (40°C and 20mW) after 4200hours .

From these curves, we can extrapolate the lifetime of each laser. We have defined the lifetime by the extrapolated time corresponding to a doubling of the operating current. We obtain for all these DFB lasers an average extrapolated lifetime higher than 500000 hours ($>50\text{ years}$).

Figure 2 shows the evolution of the operating current during 6 months for the same ageing at $T=40^{\circ}\text{C}$ and $P=20\text{mW}$ in more detail for all the DFB lasers. One laser with the highest operating current has a higher increase of operating current than the others (around 10mA after 6 months). For this laser, we have also observed a larger degradation of the differential efficiency (see figure 3, bottom curve). The laser with second-highest operation current shows no enhanced degradation of the differential efficiency but a larger value of the threshold current and a larger degradation of the threshold current (see figure 4, top curve). These two lasers, which had a higher operating current during the ageing test, are still DFB after the six months. An other laser shows an abnormal ageing behaviour: the operating current decreases during the ageing. This evolution is due to the degradation of the DFB character of the laser. In fact, the laser lost its single mode behaviour after ageing and became a multimode Fabry-Perot laser. The transition between DFB and Fabry-Perot operation most probably occurs after around 1000 hours operation. It is linked to an increase of the differential efficiency (figure 3) that results in a decrease of the operating current.

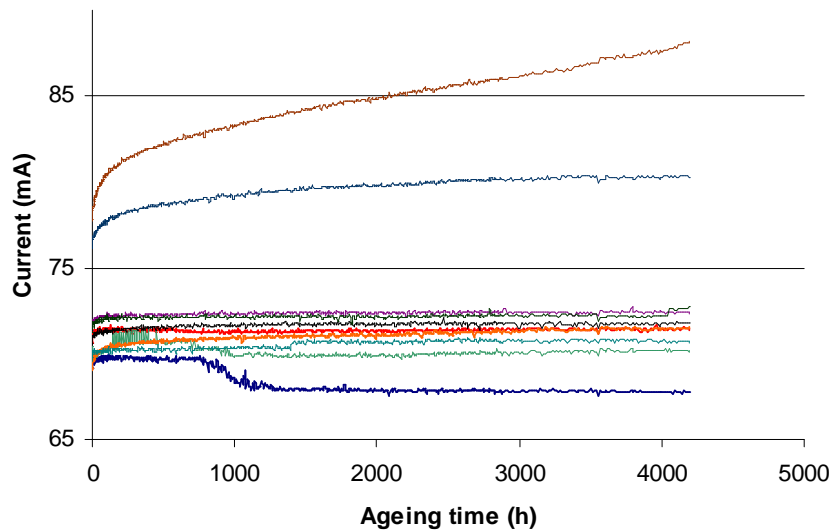


Figure 4: Evolution of operating current during 4200h ageing of ten AR/HR DFB lasers at $T= 40^{\circ}\text{C}$ and $P= 20\text{mW}$

It is essential to note that for all lasers, no sudden failure due to such mechanisms as COMD or rapid degradation has been observed.

Figure 3 represents the evolution of the differential efficiency during the ageing for the ten lasers. We can observe for eight DFB lasers, that there is little degradation of the slope. For one laser (brown bottom curve), we can see that in the beginning of the ageing, its differential efficiency was less than the others and its degradation was higher, close to 0.1W/A . This laser is the one that showed the highest operating current at $t=0\text{h}$ and the highest degradation of operating current.

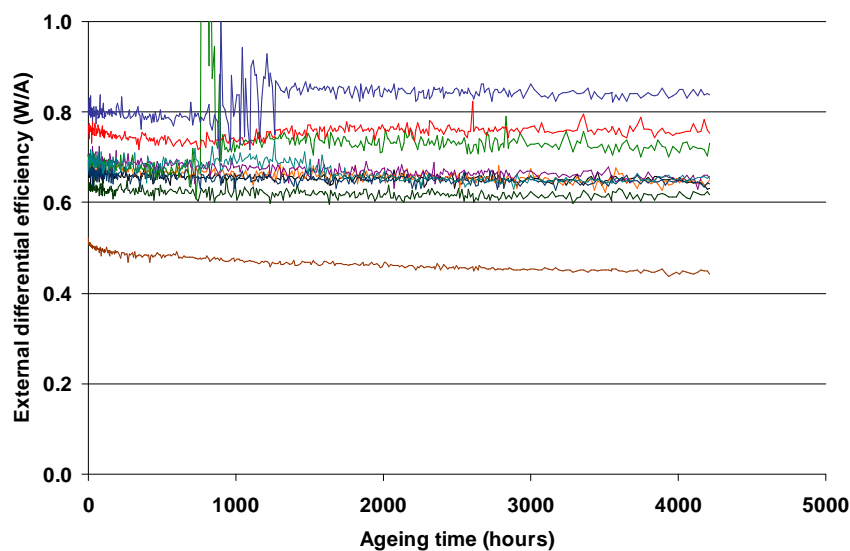


Figure 5: Evolution of differential efficiency during 4200h ageing of ten AR/HR DFB lasers at $T= 40^{\circ}\text{C}$ and $P= 20\text{mW}$

For one laser we can observe an increase of its differential efficiency (figure 3, top curve), which is correlated with the decrease of its operating current (figure 2, bottom curve). As mentioned above, these modifications are due to the fact that this laser is the only laser that has lost its DFB character and became Fabry-Perot during the ageing for this operating temperature ($T=40^{\circ}\text{C}$). Except for one laser, all the differential efficiencies of the lasers who are still DFB are comprised between 0.6W/A and 0.8W/A after 4200hours at 40°C .

Figure 4 shows the threshold current evolution during the ageing. The threshold current was extrapolated, during the ageing, from the L-I characteristics done on each DFB laser. We can see for all the lasers but one, that the threshold current remains constant during the ageing. The one that shows the highest degradation of its threshold current is the already mentioned laser with the second-highest operating current.

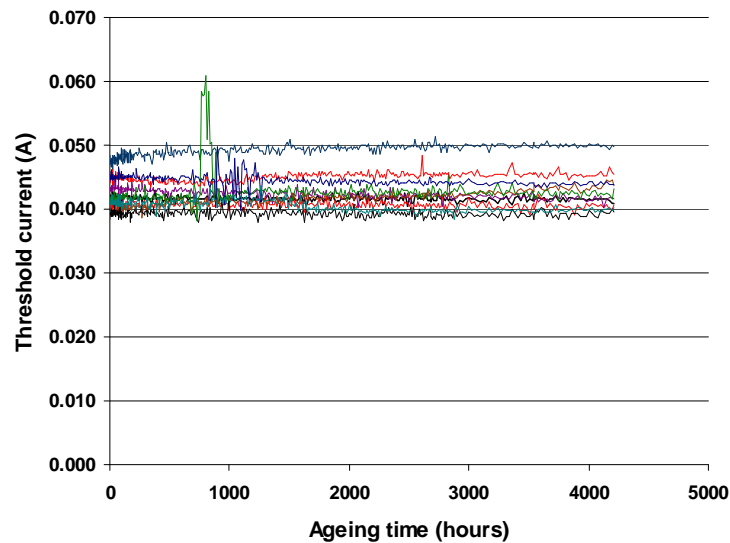


Figure 6: Evolution of threshold current during 4200h ageing of ten AR/HR DFB lasers at $T= 40^{\circ}\text{C}$ and $P= 20\text{mW}$

Furthermore, all the lasers have a threshold current comprised between 40mA and 50mA after 4200 hours and for nine out of ten lasers smaller than 47mA. The peak that appears around 800 hours for one laser is due to measurement noise.

We measured the Light-current (L-I) characteristics of each laser before and after ageing at three temperatures: 25°C , 40°C and 60°C . Figure 5 shows a typical characteristics we obtained for one laser at the ageing temperature (40°C).

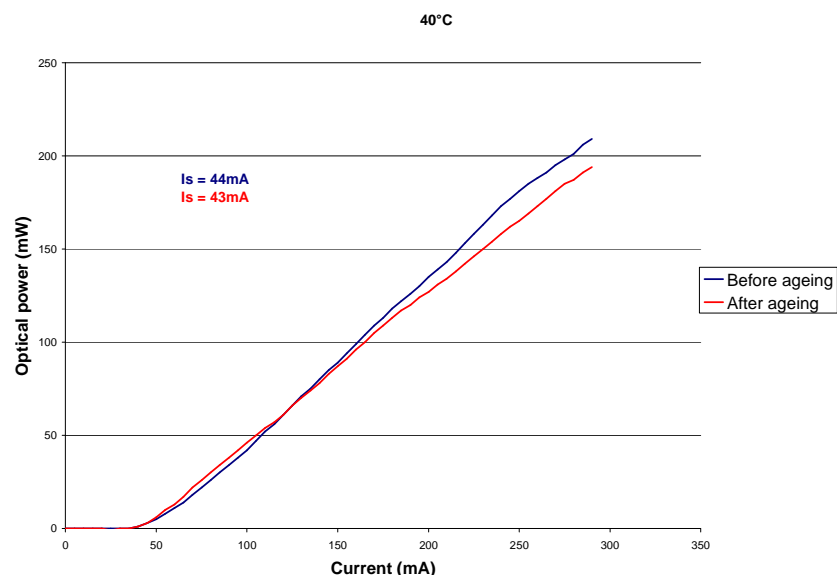


Figure 7: L-I characteristics before (blue curve) and after (red curve) ageing of DFB laser measured at $T= 40^{\circ}\text{C}$

The blue curve represents the measurement before ageing and the red curve is the one after the ageing. We can see that the threshold current is slightly less after ageing than before ageing. Furthermore, the differential

efficiency decreases after ageing but we have obtained nearly the same optical power until 160mA and after six months, an intensity of 195mW is still obtained at 300mA and $T = 40^{\circ}\text{C}$. These results are typical for all measurements made on the ten lasers.

3. SPECTRAL CHARACTERISTICS EVOLUTION

In this part, we will present the evolution of the spectral characteristic of our ten DFB lasers. We have made different measurements: wavelength change due to ageing, wavelength detuning with maximum of gain curve, Side Mode Suppression Ratio (SMSR) and linewidth determination by the heterodyne method. These measurements were done for the DFB lasers that kept their DFB character at the measurement's temperatures (25°C , 40°C and 60°C).

Figures 6 and 7 show the spectra of one DFB laser before (figure 6) and after ageing (figure 7) measured at 25°C , 20mW. The increased noise in figure 7 is due to an inferior coupling with the monomode fiber connected to the optical spectrum analyzer.

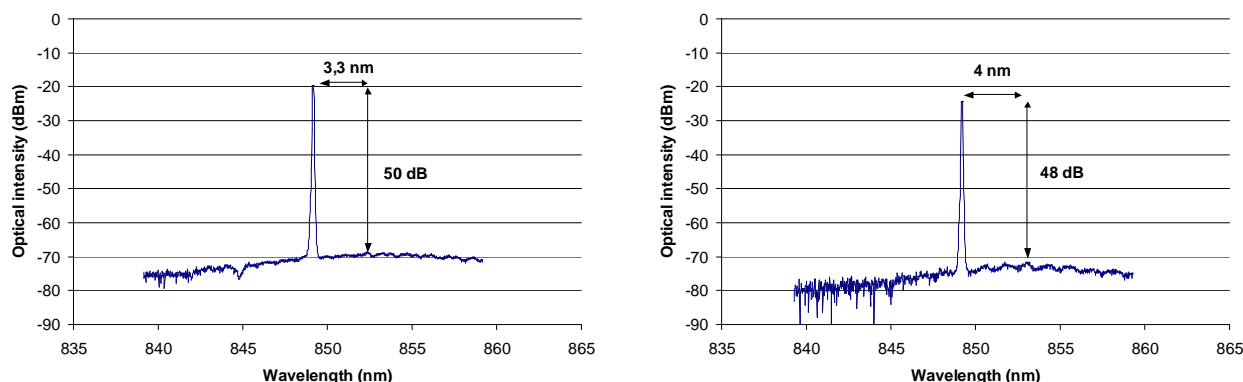


Figure 8: Spectrum of DFB laser before ageing at 25°C , 20mW. Figure 9: Spectrum of DFB laser after ageing at 25°C , 20mW.

Before ageing, the DFB laser had a SMSR of 50dB and after ageing, we obtained a SMSR around 48dB. Before ageing, we observe for this DFB laser a negative detuning of -3.3 nm , which is favourable for a low linewidth. After ageing, the detuning of this laser increased to -4 nm at 25°C .

Figure 8 shows the dispersion of SMSR before-after ageing variation with the measurement temperature.

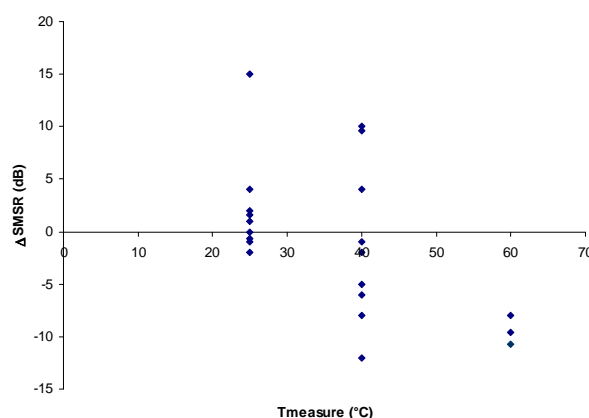


Figure 10: Dispersion of SMSR before-after ageing variation with the measurement temperature for AR/HR DFB lasers at 20mW

Nine lasers have kept their DFB character after the ageing when measured at 25°C and 40°C . Only three are still DFB after the ageing when measured at 60°C (6 were DFB before ageing). This is related to a much larger negative detuning when operating at 60°C .

The average SMSR for the lasers that keep their DFB character at the ageing temperature is around 43dB at 40°C after ageing. We note that at 25°C , most of the DFB lasers show an increase of the SMSR after ageing. As

we will show later, this can be related to the detuning that is slightly increasing while ageing. Indeed in the case of a small negative detuning, an increase of the detuning (in absolute value) allows for improved DFB behaviour.

Figure 9 represents the average of the SMSR evolution at each measurement temperature (25°C, 40°C and 60°C) for AR/HR DFB lasers at 20mW.

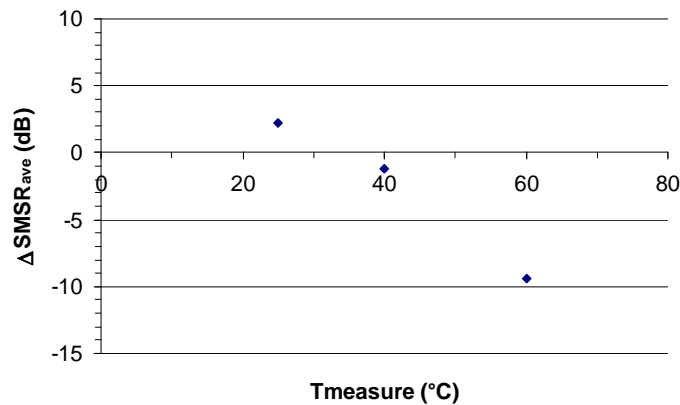


Figure 11: Average of the SMSR before-after ageing variation with measurement temperature for AR/HR DFB laser at 20mW

We observe little evolution of the average SMSR at 25°C and at 40°C. At 60°C, the variation is higher, close to -10dB. This fact is again probably due to the large negative detuning that is slightly increasing while ageing and becomes too large for proper DFB operation ($\det < -10\text{nm}$, see table 1).

We studied the evolution of the Bragg wavelength after six months ageing for the DFB lasers at measurement temperatures (25°C, 40°C and 60°C) and the detuning evolution for the same conditions. We only present the result for the lasers that have DFB character at the measurement temperature. Figure 10 shows the evolution of the wavelength after ageing, $\lambda_{\text{after}} - \lambda_{\text{before}}$. After six months, the variation of Bragg wavelength is less than 0.12 nm for all DFB lasers with an average increase of around 0.05 nm.

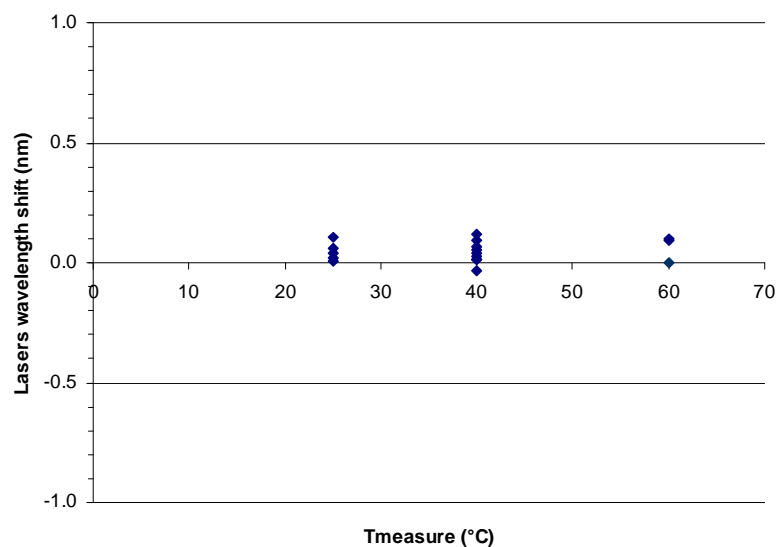


Figure 12: Evolution of Bragg wavelength after ageing of AR/HR DFB lasers at three measurements temperatures at 20mW

Figure 11 represents the detuning evolution after the ageing. We remind that the detuning is the difference between the Bragg wavelength λ_B and the maximum of the gain wavelength λ_G , defined by $\Delta\lambda = \lambda_B - \lambda_G$. In our case, the detuning is always negative, the Bragg wavelength is less than the maximum of the gain wavelength. The evolution of the detuning was expressed in figure 11 with the formula $\Delta\lambda_{\text{after}} - \Delta\lambda_{\text{before}}$. We observe that the

detuning increases in absolute value after ageing at all temperatures. It happened for all lasers except for two at 25°C.

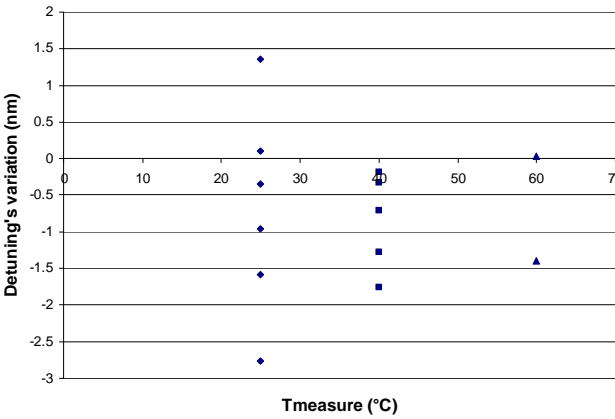


Figure 13: Evolution of Bragg detuning after ageing of AR/HR DFB lasers with measurement temperature at 20mW

Table 1 summarizes the average of detuning at each measurement temperature before and after the ageing.

	Detuning before ageing (nm)	Detuning after ageing (nm)
T=25°C	-3.8	-4.5
T=40°C	-6.3	-7.1
T=60°C	-9.6	-10.3

Table 5: Average of detuning measurement of AR/HR DFB lasers before and after ageing with the temperature.

Table 1 shows that the evolution during the ageing is independent of the measurement temperature. Indeed, the measured differences between the values before and after ageing are the same for the three temperatures, of around $0.7 \text{ nm} \pm 0.5 \text{ nm}$ in absolute value. The relatively large error bar is due to the difficulty in pointing accurately the position of the maximum of the gain curve (see figures 6 and 7).

We have already commented above that this evolution of detuning explains the changes in SMSR properties observed during ageing. There seems to be an optimum negative detuning range between -5 and -9 nm for this type of DFB lasers. The improvement (resp. worsening) of SMSR properties when measuring at 25°C (resp. 60°C) is related to the positioning of detuning with respect to this optimum range.

The origin of this increased detuning during ageing can be due to two factors: increased junction temperature and/or modification of gain curve due to gradual degradation processes. The detuning change is dominated by the change in the gain curve position: we have shown that the Bragg wavelength increases by only $\sim 0.05 \text{ nm}$ during ageing. We can estimate reliably the junction temperatures in measurement conditions since we have measured precisely the temperature and current dependences for this set of samples. Measured averaged values for the temperature dependence of Bragg wavelength, gain wavelength, and current dependence of Bragg wavelength are respectively $d\lambda_B/dT = 0.057 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, $d\lambda_G/dT = 0.22 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, and $d\lambda_B/dI \sim 0.003 \text{ nm}/\text{mA}$. This corresponds to a thermal resistance of $\sim 30 \pm 10 \text{ K/W}$ and therefore to a junction temperature which is only $\sim 3^\circ\text{C}$ above the heatsink temperature. A very small additional junction heating of only about 0.2°C is expected after ageing as a consequence of the reduced wallplug efficiency. This small junction temperature change cannot account for the observed wavelength shifts. An increase of the thermal resistance by 20% during ageing would explain the observed shift of the Bragg wavelength but would produce a shift of the gain curve of only $\sim 0.19 \text{ nm}$ which is close to the lower end of the experimental error bar. An increase of the thermal resistance by 140% would be needed to account for the observed shift of the gain curve. This is highly unlikely and would not be compatible with the small observed Bragg wavelength shift after ageing. Finally, the interpretation of the increased detuning can therefore not be done unambiguously but it is likely that a part of the observed gain curve shift is related to the gradual degradation that occurs during ageing. The point defects introduced during the gradual degradation can for example introduce extra doping or compensation of doping in the quantum well or in the optical cavity, thereby modifying the electric field distribution and hence the gain curve.

4. LINEWIDTH AFTER AGEING

The spectral linewidths of the DFB lasers were measured using the delayed self-heterodyne linewidth measurement method [2]. This method was developed to carry out measurement of important parameters of semiconductor lasers such as the linewidth and indirectly the Henry factor. The distributed feedback diode laser output is divided into two paths (figure 12). The first path is delayed by time t_0 (9.3 μ s) through a single mode fibre of length 2 km. The second path is frequency shifted by a frequency f_{AOM} (80 MHz) that is much higher than the spectral spread to be measured. The throughputs of both paths are mixed by a coupler 50/50 and injected on an avalanche photodiode. When the delay t is much longer than the coherence time of the laser output (factor 5 or 10) the two paths are independent of each other [3]. In these conditions, the dependence between the self-heterodyne width at 3dB and the linewidth depends on the kind of noise. The 3dB spectral width is twice the original value when the spectrum is lorentzian (white noise) and $\sqrt{2}$ times when it is gaussian (flicker noise or 1/f noise) [2,4].

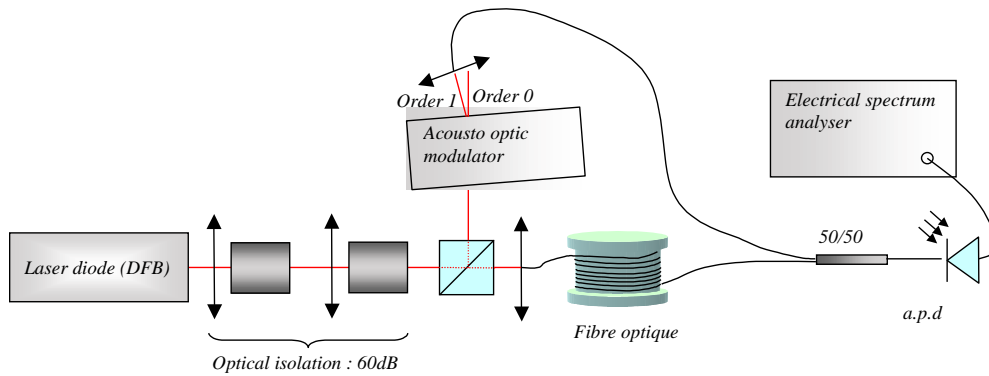


Figure 14: Experimental set-up of the self heterodyne technique

Due to a technical problem, we could not measure the linewidth before ageing. All DFB lasers were measured after ageing at the ageing temperature (except the one who didn't keep his DFB aspect) for different optical powers. They were also measured at different temperatures (25°C and 60°C).

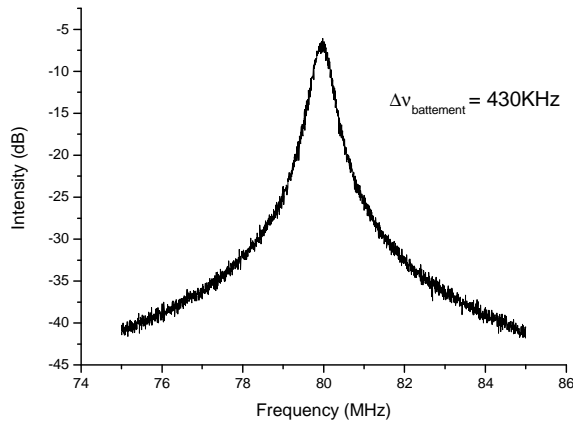


Figure 15: Beat measurement at T =25°C, 20mW for a DFB laser AR/HR after 6 months of ageing.

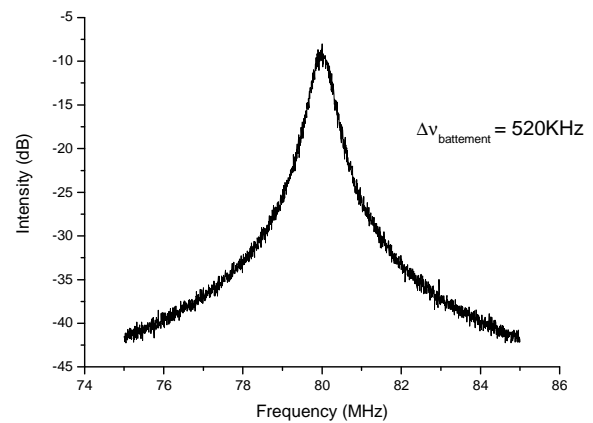


Figure 16: Beat measurement at T =40°C, 20mW for the same DFB laser AR/HR after 6 months of ageing.

We can see in the figure 13 a beat measurement, at 25°C and 20mW, with a very low beat value equals to 430kHz that corresponds to a linewidth of 215kHz for a lorentzian fit and 305kHz for a gaussian fit.

The measurement (same laser) at 40°C and 20mW shows a low beat value (figure 14), equals to 520kHz, so a linewidth of 260kHz and 368kHz for respectively a white noise and a 1/f noise. This result confirms the very good stability of the DFB behaviour after six months ageing.

We measured the linewidth of the seven DFB lasers that were presented in the first figure. Due to a technical problem, we destroyed one laser before this measurement. Table 2 presents the result of the measurement at 40°C and 20mW.

	Beat width (kHz)	Δv white noise (kHz)	Δv 1/f (kHz)
Laser 1	520	260	368
Laser 2	600	300	424
Laser 3	600	300	424
Laser 4	650	325	460
Laser 5	550	275	389
Laser 6	700	350	495

Table 6: Summary of the linewidth measurement for six AR/HR DFB lasers after 6 months ageing

We obtain excellent linewidth for the 6 DFB lasers with a maximum of linewidth of 500kHz at 40°C, 20mW. The average linewidth for white noise is around 300kHz and 430kHz for 1/f noise. The coherence length is given by $L_c = v/\Delta v$, with $v=c/n$ (n is the refractive index of the fiber, $n=1.4$). For $\Delta v=500$ kHz, it corresponds to a coherence length of 430m, which validates that our linewidth is below 500kHz.

We had validated [5] the self-heterodyne method for one DFB laser with the heterodyne method, which consists of a beat between the DFB and an External Cavity Laser (ECL). The ECL is characterized by a very low linewidth. For a DFB who had 500kHz (lorentzian fit) and 700kHz (gaussian fit), we determined for the linewidth of the DFB laser 465kHz and 885kHz corresponding respectively to white noise and 1/f noise. These values are close to those obtained by self-heterodyne method.

5. CONCLUSION

In this paper, we have presented the result of a six months ageing at 40°C for an operating output power of 20mW. We obtain for seven lasers a very low degradation of the operating current (less than 3mA for the maximum) and have extrapolated a lifetime higher than 500000 hours or 50 years. We did not observe, for any of the ten aged DFB lasers, any sudden failure due to mechanisms like catastrophic optical mirror damage or rapid degradation.

Furthermore, we obtain little degradation of the optical intensity after the ageing, a high side mode suppressio ratio after ageing (higher than 40dB for eight out of ten lasers). The mechanism of DFB aspect degradation can be explained by the evolution of the detuning that can affect the SMSR and favour Fabry-Perot operation.

For the spectral aspect, the Bragg wavelength increases less than 0.12 nm after 6 months ageing at all the measurement temperatures (25°C, 40°C and 60°C). We obtain a very narrow linewidth after 6 months, 215kHz (lorentzian fit) at 25°C and 260kHz (lorentzian fit) at the 40°C ageing temperature.

This study has demonstrated the very good reliability of Al-free active layer DFB lasers produced in Alcatel-Thales III-V Lab.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors gratefully acknowledge the support of the CNES. The authors would like to thank L. Teisseire, M. Carbonnelle, C. Dernazaretian for excellent technical assistance.

REFERENCE

1. F-X. Esnault, S. Tremine, S. Guérandel, D. Holleville, N. Dimarcq, "Fonctionnement d'une horloge compacte à atomes froids", *J. Phys. IV France*, **135** (2006) 305-307
2. T. Okoshi, K. Kikuchi, A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum", *Electronics letters*, vol. 6, pp 630-631, July 1980
3. P.Gallion, F.J.Mendieta, R.Leconte "Single-frequency laser phase-noise limitation in single-mode optical-fiber coherent-detection systems with correlated fields", *J.Opt.Soc.Am*, September 1982, Vol 72, n°9.
4. L.B. Mercer "1/f Frequency Noise Effects on Self-Heterodyne Linewidth Measurements", *J of Lightwave Technology*, April 1991, vol 9, n°4
5. V. Ligeret, D. Holleville, S. Perrin, C. Cayron, S. Bansropun, M. Lecomte, M. Calligaro, O. Parillaud, M. Krakowski and N. Dimarcq "DFB at 852nm: narrow linewidth and saturation spectra", *Proc. ICSO*, October 14-17 2008